

Synthese schwerster chemischer Elemente – Ergebnisse und Perspektiven**

Von Günter Herrmann*

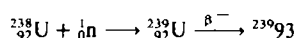
Professor Christoph Schmelzer zum 80. Geburtstag gewidmet

Alle 17 jenseits vom Uran stehenden, künstlichen Elemente wurden durch kernchemische Synthesen gewonnen. Die drei schwersten – Element 107, 108 und 109 – wurden am Darmstädter Schwerionenbeschleuniger UNILAC durch Kernverschmelzung aus den schwersten stabilen Atomkernen, Blei-208 und Bismut-209, und den neutronenreichsten stabilen Isotopen des Chroms und Eisens dargestellt: Element 107 durch Fusion von Bismut-209 (Ordnungszahl $Z=83$) mit Chrom-54 ($Z=24$), Element 108 aus Blei-208 ($Z=82$) und Eisen-58 ($Z=26$), und Element 109 aus Bismut-209 und Eisen-58. Als erste wurden Kerne mit den Massenzahlen 262 ($Z=107$), 265 ($Z=108$) und 266 ($Z=109$) nachgewiesen; diese Kerne sind kurzlebige α -Strahler mit 8,2, 1,8 bzw. 3,4 ms Halbwertszeit. Die Syntheseausbeuten sind äußerst gering; vom Element 109 wurden bisher nur drei Atome beobachtet. Versuche zur Synthese des Elements 110 sind nicht eindeutig verlaufen. Nicht gelungen ist bisher der Nachweis der in theoretischen Arbeiten vorausgesagten „überschweren“ Elemente mit Ordnungszahlen um 114 und Neutronenzahlen um 184, trotz zahlreicher Syntheseveruche, so am UNILAC durch Fusion von Calcium-48 ($Z=20$) mit Curium-248 ($Z=96$) oder durch Übertragung vieler Protonen beim Zusammenstoß sehr schwerer Kerne wie zweier Uran-238-Kerne ($Z=92$). Die schwersten bekannten Kerne sind gegen spontane Spaltung in zwei Bruchstücke weit stabiler als erwartet, aber die Synthese dieser Kerne ist unerwartet stark erschwert. Hierin, und weniger im Verschwinden der Kernstabilität, zeichnet sich die Grenze des Periodensystems ab: Noch schwerere Elemente sollten existieren können, doch fehlt es bislang an einem Weg, sie herzustellen.

1. Historische Bezüge

Vor fünf Jahrzehnten eröffnete das neue Instrument der kernchemischen Elementsynthese zum ersten Male einen Weg, das Periodensystem über das damals schwerste Ele-

ment, Uran (Ordnungszahl $Z=92$), hinaus zu erweitern. *Fermi* et al. hatten bei zahlreichen Elementen durch Anlagern eines Neutrons radioaktive Isotope erzeugt, die sich durch β^- -Zerfall – Emission eines Elektrons aus dem Kern – in das Element mit der nächst höheren Ordnungszahl umwandeln. Auf Uran übertragen ließ dies die Bildung von Element 93 erwarten, wenn Uran-238 durch Neutroneneinfang in Uran-239 übergeht und darauf ein β^- -Zerfall folgt:



[*] Prof. Dr. G. Herrmann
Institut für Kernchemie der Universität
Fritz-Strassmann-Weg 2, D-6500 Mainz, und
Gesellschaft für Schwerionenforschung
Planckstraße 1, D-6100 Darmstadt

[**] Aktualisierte Fassung eines Vortrags auf der 20. GDCh-Hauptversammlung in Heidelberg am 17. September 1985.

Nach dem damals für richtig gehaltenen Aufbau des Periodensystems, den Abbildung 1 zeigt, sollte Element 93 als Eka-Rhenium in der 7. Nebengruppe stehen. Tatsächlich wurden nach Bestrahlen von Uran mit Neutronen sogar mehrere β^- -Strahler gefunden, und die schwierige radiochemische Analyse dieses Gemischs durch *Hahn, Meitner* und *Strassmann*^[1] sprach dafür, daß drei Ketten ineinander zerfallender Transurane entstanden waren, wobei eine Kette sogar bis zum Eka-Platin ($Z=96$) reichte. Indes, nicht alle gefundenen β^- -Strahler paßten in dieses Schema. Bei der rigorosen Aufklärung solcher Widersprüche kamen dann *Hahn* und *Strassmann* Ende 1938^[2] zu jenem völlig unerwarteten Ergebnis, dessen man in diesem Jahr gedenkt: Uran spaltet sich nach Einfang eines Neutrons in zwei Bruchstücke, und die den Transuranen zugeschriebenen Aktivitäten gehören zu mittelschweren, bekannten Elementen^[3].

1934																He																						
1	H																	2	He																			
3	Li	4	Be																	10	Ne																	
5	B	6	C	7	N	8	O	9	F											18	Ar																	
11	Na	12	Mg																	13	Al	14	Si	15	P	16	S	17	Cl									
19	K	20	Ca	21	Sc	22	Ti	23	V	24	Cr	25	Mn	26	Fe	27	Co	28	Ni	29	Cu	30	Zn	31	Ga	32	Ge	33	As	34	Se	35	Br	36	Kr			
37	Rb	38	Sr	39	Y	40	Zr	41	Nb	42	Mo	43	Tc	44	Ru	45	Rh	46	Pd	47	Ag	48	Cd	49	In	50	Sn	51	Sb	52	Te	53	I	54	Xe			
55	Cs	56	Ba	57	La	58	Ce	59	Pr	60	Nd	61	Pm	62	Sm	63	Eu	64	Gd	65	Tb	66	Dy	67	Ho	68	Er	69	Tm	70	Yb	71	Lu					
87	Fr	88	Ra	89	Ac	90	Th	91	Pa	92	U	93		94		96		98		100		102		104		106		108		110		112		114		116		118

57	La	58	Ce	59	Pr	60	Nd	61	Pm	62	Sm	63	Eu	64	Gd	65	Tb	66	Dy	67	Ho	68	Er	69	Tm	70	Yb	71	Lu
----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----

Abb. 1. Periodensystem der Elemente 1934. Damals noch fehlende Elemente sind schraffiert. Die heute üblichen Elementsymbole sind benutzt, ausgenommen für Element 43.

Wie man von den vermeintlichen Transuranen zur Kernspaltung gelangt ist^[4-6], soll hier nicht nachvollzogen werden, noch soll dargelegt werden, wie *McMillan* und *Abelson*^[7] das Element 93, Neptunium, als einen β^- -Strahler von 2.3 d Halbwertszeit doch noch unter den Bestrahlungsprodukten des Urans mit Neutronen fanden, freilich mit ganz anderen chemischen Eigenschaften als vermutet: Neptunium erwies sich als Uran-ähnliches Element und nicht als Eka-Rhenium. Auch soll nicht berichtet werden, wie Schritt für Schritt weitere Elemente synthetisiert und identifiziert wurden^[8-10]. Ab 1944 geschah dies planmäßig mit dem von *Seaborg*^[11] formulierten Konzept der 14 Actinoidenelemente, in denen – analog zu den 14 Lanthanoidenelementen – eine innere Elektronenschale aufgefüllt wird; hier ist es die 5f- statt der 4f-Schale^[12]. Nun stehen die Elemente Thorium bis Uran in den Zeilen unter dem Hauptteil des Periodensystems (Abb. 2), wodurch die Parallelen zwischen Lanthanoiden- und Actinoidenelementen hervorgehoben werden.

Vielmehr wollen wir wiederum beim Eka-Rhenium anknüpfen, das im Periodensystem von heute die Ordnungszahl 107 hat, bei dem Element also, bei dem die Arbeiten zur Synthese neuer Elemente an dem von *Schmelzer* konzipierten Schwerionenbeschleuniger UNILAC (UNiversal Linear ACcelerator)^[13] der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt eingesetzt haben. Von den Elementen 107, 108, 109 und 110 und von der Suche nach „überschweren“ Elementen um 114 soll berichtet werden, und die Perspektiven sollen aufgezeigt werden, das Peri-

HEUTE																		He										
1	H																	2										
3	Li	Be															5	B	6	C	7	N	8	O	9	F	10	Ne
11	Na	Mg															13	Al	14	Si	15	P	16	S	17	Cl	18	Ar
19	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr										
21	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe										
37	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn										
55	Fr	Ra	Ac	104	105	106	107	108	109	(110)	(111)	(112)	(113)	(114)	(115)	(116)	(117)	(118)										

57	La	58	Ce	59	Pr	60	Nd	61	Pm	62	Sm	63	Eu	64	Gd	65	Tb	66	Dy	67	Ho	68	Er	69	Tm	70	Yb	71	Lu
----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----

89	Ac	90	Th	91	Pa	92	U	93	Np	94	Pu	95	Am	96	Cm	97	Bk	98	Cf	99	Es	100	Fm	101	Md	102	No	103	Lr
----	----	----	----	----	----	----	---	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	-----	----	-----	----	-----	----	-----	----

Abb. 2. Periodensystem der Elemente heute. Die Ordnungszahlen noch unbekannter Elemente sind eingeklammert.

odensystem über seine heutigen Grenzen hinaus zu erweitern: Was können wir über die Stabilität noch schwererer Atomkerne vermuten und über deren Machbarkeit?

2. Stabilität schwerster Atomkerne

Einen ersten Eindruck von der Stabilität schwerster Kerne vermittelt Abbildung 3^[14]. Dort sind vom Uran an aufwärts die Halbwertszeiten der jeweils langlebigsten Isotope logarithmisch gegen die Ordnungszahl der Elemente aufgetragen, und zwar getrennt für die beiden Zerfallsarten, auf die es hier ankommt, den α -Zerfall – Emission von Helium-4-Atomkernen – und die spontane Kernspaltung in zwei Bruchstücke. Trotz aller Fluktuationen wird der Trend deutlich: Für beide Zerfallsarten nimmt die Halbwertszeit mit wachsender Ordnungszahl etwa exponentiell ab, jedoch verschieden stark. Bei den leichteren Elementen dominiert der α -Zerfall als der weitaus schnellere Prozeß.

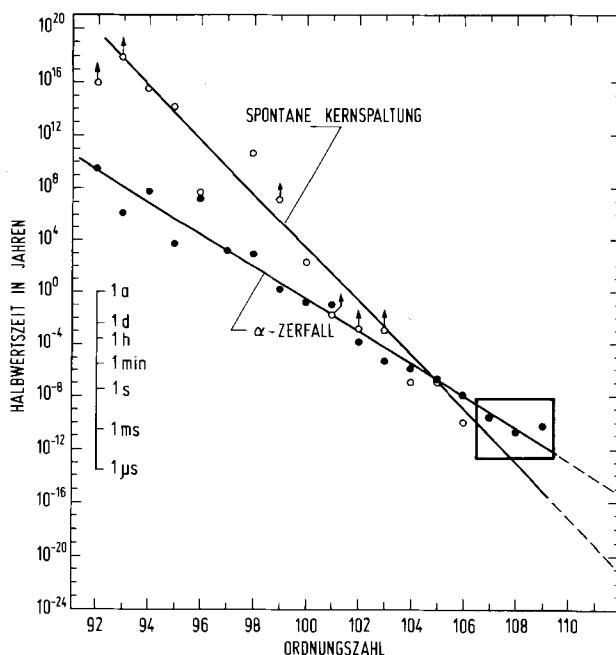


Abb. 3. Halbwertszeiten für den Zerfall durch Emission von α -Teilchen (Punkte) und durch spontane Kernspaltung (Kreise) der jeweils langlebigsten Isotope vom Uran an aufwärts, aufgetragen gegen die Ordnungszahl [14]. Eingeraht sind die Elemente, über die hier berichtet wird.

Bei den schwereren Elementen konkurriert hingegen mehr und mehr die spontane Kernspaltung; klammert man einmal die eingerahmten Elemente 107 bis 109 aus, um die Situation vor etwa einem Jahrzehnt zu betrachten, so sollte die Spontanspaltung in der Gegend um Element 106 vorherrschend werden, und etwa beim Element 115 sollte die Lebensdauer der Kerne so klein werden wie die Dauer ihrer Nullpunktsschwingungen. Dort wäre das Periodensystem zu Ende, weil die Kernstabilität verloren geht. Diese Konsequenz ist schon in den ersten theoretischen Arbeiten über die Kernspaltung gesehen worden^[15,16], die vom Tröpfchenmodell der Atomkerne ausgingen.

Das Tröpfchenmodell ist auch heute noch die Grundlage jeder Betrachtung der Kernstabilität, die sich in der Bindungsenergie der Kerne ausdrückt. Die Bindungsenergie ist die Differenz zwischen der tatsächlichen Masse eines Korns und der Gesamtmasse seiner Bestandteile, Protonen und Neutronen. Diese Energie würde frei, wenn die entsprechende Anzahl Protonen und Neutronen zu einem Kern vereint würde. Abbildung 4 zeigt oben, wie die Bindungsenergie zustande kommt, wenn die Komponenten des Tröpfchenmodells nach und nach wirksam werden. Am übersichtlichsten ist es, nicht die Bindungsenergie selbst, sondern ihren Betrag pro Nucleon zu betrachten.

die Bindungsenergie vor allem bei leichten Kernen; dort wird sie auf etwa 8 MeV pro Nucleon gesenkt. Aber auch bei schweren Kernen nimmt die Bindungsenergie wieder auf etwa diesen Betrag ab, diesmal wegen der Coulombabstoßung zwischen den Protonen; die „Coulombenergie“ steigt quadratisch mit der Kernladungszahl Z an, die Kernkraft hingegen nur linear. Zwar wird dieser Effekt dadurch abgeschwächt, daß die Protonen verdünnt werden; schwere Kerne enthalten bis zu 1.5mal mehr Neutronen als Protonen. Indes geht durch die Ungleichheit der Protonen- und Neutronenzahl aus quantenmechanischen Gründen wiederum Bindungsenergie verloren („Asymmetrienergie“); der Neutronenüberschuß läßt sich deshalb nicht beliebig erhöhen. Die schließlich aus allen diesen Beiträgen resultierende Bindungsenergie pro Nucleon durchläuft ein Maximum in der Gegend der Massenzahl 50, also bei den Eisen- und Nickelkernen, den stabilsten Atomkernen überhaupt. Dies ist für die Entstehung der chemischen Elemente im Kosmos durch Kernprozesse in Sternen von großer Bedeutung.

Vergleicht man die mit dem Tröpfchenmodell berechneten Bindungsenergien mit den experimentellen Werten, so ergeben sich auffällige Abweichungen bei ganz bestimmten Protonen- und Neutronenzahlen derart, daß diese

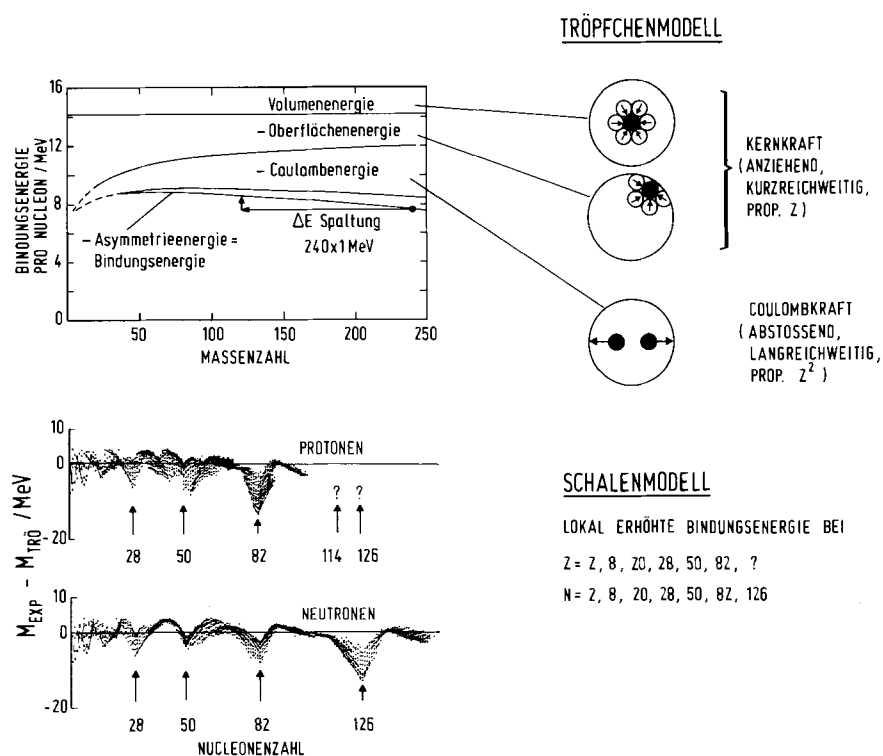


Abb. 4. Bindungsenergie der Kerne nach dem Tröpfchenmodell der Atomkerne und Einfluß ihres Schalenbaus. Oben: Beiträge der Komponenten des Tröpfchenmodells zur Bindungsenergie pro Nucleon in Abhängigkeit von der Massenzahl (nach [17]). Dargestellt ist die schrittweise Entwicklung aus der konstanten Volumenenergie nach Abziehen der Oberflächen-, Coulomb- und Asymmetrienergie. Unten: Differenz zwischen experimentell gefundenen Kernmassen und nach dem Tröpfchenmodell berechneten Kernmassen mit starken Abweichungen bei bestimmten, „magischen“ Protonen- und Neutronenzahlen, bei denen durch Abschluß von Kernschalen besonders fest gebundene Kerne vorliegen [18].

Nach dem Tröpfchenmodell wirken in Kernen zwei Kräfte gegeneinander, die anziehende, kurzreichweitige Kernkraft zwischen den Nucleonen, und die abstoßende, langreichweitige Coulombkraft nur zwischen den Protonen. Jedes Nucleon im Innern des Korns wechselwirkt über die Kernkraft mit gleich vielen Nachbarnucleonen und liefert so den gleichen Beitrag zur Bindungsenergie; pro Nucleon gerechnet ist diese „Volumenenergie“ mit 14 MeV konstant. Nucleonen an der Oberfläche haben indes weniger Nachbarn und tragen deshalb weniger zur Bindungsenergie bei; diese „Oberflächenenergie“ vermindert

Kerne stabiler sind als erwartet. In Abbildung 4 ist unten ein solcher Vergleich anhand der Kernmassen wiedergegeben. In dieser lokalen Stabilität spiegeln sich quantenmechanische Eigenschaften der Kerne wider. Kerne müssen auch als ein Ensemble von Nucleonen angesehen werden, die Bahn- und Eigendrehimpuls aufweisen, wie am Kernspin deutlich wird. Dies führt zu einem andersartigen Kernmodell, dem Schalenmodell, in dem bestimmte Kerneigenschaften auf die Bewegung einzelner Nucleonen in einem mittleren Potential zurückgeführt werden, das alle anderen Nucleonen gemeinsam bilden. Die resultierenden

Energiezustände können nur durch eine bestimmte Anzahl von Nucleonen besetzt werden, wie es auch in der Elektronenhülle der Fall ist, und die Komplettierung von besonders ausgezeichneten Energiezuständen führt zu einem Gewinn an Bindungsenergie, der Schalenenergie.

Kernschalen werden für Protonen und Neutronen unabhängig bei denselben „magischen“ Protonen- und Neutronenzahlen 2, 8, 20, 28, 50 und 82 abgeschlossen. Für die Neutronen gibt es darüber hinaus die experimentell belegte Schale bei 126; wo die entsprechende Protonenschale liegt, soll noch erörtert werden. In einigen Kernen sind sowohl Protonen- als auch Neutronenschalen gefüllt; solche doppelmagischen Kerne zeichnen sich durch ungewöhnlich hohe Stabilität aus. Ein Beispiel ist Blei-208 mit 82 Protonen und 126 Neutronen.

Das Tröpfchenmodell läßt verstehen, daß schwerste Kerne energetisch instabil gegen Kernspaltung sind, was *Meitner* und *Frisch*^[19] sogleich nach der Entdeckung der Kernspaltung erkannt haben. Wie man oben in Abbildung 4 ablesen kann, ist die Bindungsenergie pro Nucleon für einen Kern mit 240 Nucleonen etwa ein MeV ($=1 \times 10^6$ eV) kleiner als für einen halb so großen Kern mit 120 Nucleonen. Durch Spaltung von Kernen in der Gegend des Urans in zwei gleich große Bruchstücke sollten also rund $2 \times 120 \times 1 = 240$ MeV Energie frei werden, was dem tatsächlichen Wert von 207 MeV^[20] nahekommt.

Das Tröpfchenmodell läßt auch verstehen, weshalb trotz dieser ungeheuren Energiefreisetzung solche schweren Kerne überhaupt existieren und nicht prompt zerplatzen. Nach diesem Modell sind Atomkerne kugelförmig gebaut, um den Verlust an Bindungsenergie an der Oberfläche klein zu halten. Auf dem Weg zur Spaltung müssen die Kerne gestreckt werden, wozu gegen die Oberflächenspannung Energie aufgebracht werden muß. Erst bei einer bestimmten Verformung gewinnt die den Kern auseinandertreibende Coulombkraft die Oberhand über die zusammenhaltende Kernkraft, und der Weg zur Spaltung wird frei. Die Aktivierungsenergie für die Spaltung, die Spaltbarriere, ist mit rund 6 MeV in der Gegend des Urans klein gegenüber der gesamten Bindungsenergie von rund 1900 MeV und der Energiefreisetzung bei der Spaltung von rund 200 MeV. Dennoch wirkt die Barriere sehr nachhaltig; Uran-238 beispielsweise hat eine Halbwertszeit von 8×10^{15} Jahren gegen spontane Spaltung ohne Energiezufuhr. Die Spontanspaltung ist ein Tunnelprozeß durch die Spaltbarriere, analog zum Tunneln eines α -Teilchens durch die Coulombbarriere. Nach dem Tröpfchenmodell nehmen die Barrieren mit wachsender Kernladungszahl stetig ab und verschwinden in der Gegend um Element 110 ganz^[21]. Dieser Trend bleibt unberührt davon, daß sehr schwere Kerne nicht mehr kugelförmig, sondern leicht gestreckt sind, und daß die Barrieren komplizierter aussehen als nach dem Tröpfchenmodell erwartet wird.

Durch den Schalenbau der Kerne könnte dieser Trend allerdings sehr entscheidend durchbrochen werden. Abgeschlossene Kernschalen stabilisieren Kernformen hoher Symmetrie wie die Kugelform und versteifen die Kerne gegen Verformung. Dadurch entstehen Spaltbarrieren selbst dort, wo nach dem Tröpfchenmodell keine mehr zu erwarten sind; diese schalenbedingten Barrieren können sogar deutlich höher sein als etwa die Barrieren in der Gegend des Urans, worauf zuerst *Myers* und *Swiatecki*^[21] hingewiesen haben.

Wo aber liegt der nächste Schalenabschluß für Protonen? Zunächst hat man angenommen, daß in Analogie zur Neutronenschale 126 das Element 126 wieder magisch sein sollte. Es ist jedoch zu weit von den schwersten bekannten Elementen entfernt, um eine Synthese ernsthaft zu erwägen. Dies änderte sich sofort, als *Meldner*^[22] 1967 zeigte, daß diese Analogie nicht mehr besteht, sondern bereits beim Element 114 die nächste Protonenschale gefüllt sein sollte. Die nächste abgeschlossene Neutronenschale wird bei 184 erwartet^[21, 22]. Elemente um 114 lagen schon eher im Bereich von Synthesen; mehr noch, die vermuteten hohen Spaltbarrieren ließen so extrem lange Halbwertszeiten erwarten^[23], daß sogar in der Natur solche „überschwere“ Elemente vorkommen könnten, wie sie – übertreibend – genannt werden, früheren Spekulationen^[24] über die Existenzfähigkeit noch viel schwererer Kerne folgend. Dies löste eine Fülle theoretischer Betrachtungen über Kerneigenschaften, Elektronenstruktur und chemische Eigenschaften solcher Elemente aus und natürlich eine emsige Suche in der Natur und erste Synthesversuche. In einer 1975 erschienenen Übersicht^[25] sind bereits 329 Arbeiten zitiert; seitdem gibt es weitere Übersichten (siehe z. B. ^[26, 27]), auch solche über die schwersten jüngst synthetisierten Elemente (siehe z. B. ^[28–31]).

Betrachten wir dazu die nucleare Landschaft, die in Abbildung 5 dargestellt ist^[32]. In der Ebene finden wir die beiden Koordinaten Protonenzahl Z und Neutronenzahl N , die den Ort eines jeden Atomkerns festlegen. Nach oben ist die Stabilität, gemessen an der Bindungsenergie pro Nucleon, aufgetragen. Um gewisse Züge hervorzuheben, sind nur Kerne mit mehr als einer Sekunde Halbwertszeit erfaßt. Würde man alle Kerne einbeziehen, so würden sich die Strände etwas weiter ins Meer der Instabilität erstrecken, und die Meerenge zwischen dem Bleiberg und der Uraninsel würde verschwinden.

Die nucleare Welt erweist sich in Abbildung 5 als ein langgestreckter, zur Neutronenachse hin leicht gekrümmter Landrücken, der von beiden Ufern her zu einem einzigen Kamm aufragt; hierin spiegelt sich der Tröpfchencharakter der Kerne wider. Überlagert sind die Schaleneffekte, die zu Bergen und Tälern führen, mit den doppelmagi-

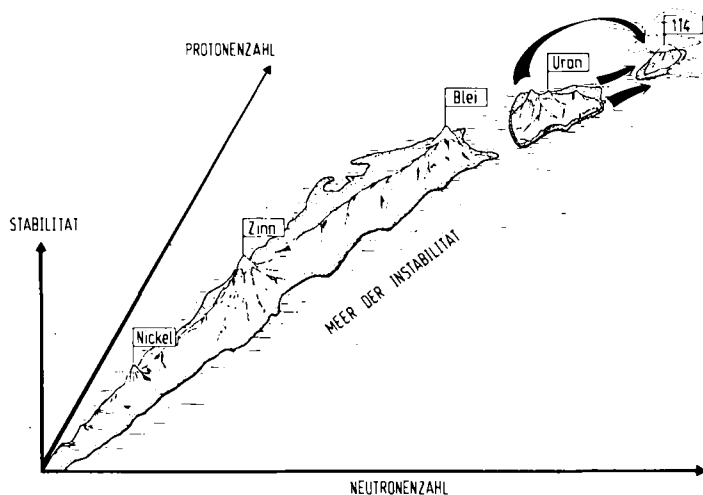


Abb. 5. Die nucleare Landschaft. Nach rechts ist die Neutronenzahl N , nach hinten die Protonenzahl Z und nach oben die Stabilität der Kerne, gemessen an ihrer Bindungsenergie pro Nucleon, aufgetragen; erfaßt sind nur Kerne mit mehr als einer Sekunde Halbwertszeit [32].

schen Kernen als herausragende Gipfel. Die Insel der überschweren Kerne ist noch immer von Wolken verhüllt, wie sich noch herausstellen wird. Diese Landschaft sähe freilich wesentlich ärmer aus, wenn die delikate Ausgeglichenheit zwischen Kernkraft und Coulombkraft ein wenig, um einige Prozent, in der einen oder anderen Richtung verschoben wäre. Der Aufbau komplexer Kerne aus dem Urstoff Wasserstoff durch Kernreaktionen in Sternen würde dann schon bei ganz leichten Kernen, beim Deuterium oder beim Helium-2, zu Ende sein^[33].

3. Synthese schwerster Elemente

Für ein Vordringen zu neuen Elementen können, wie Abbildung 5 veranschaulicht, zwei Wege eingeschlagen werden, die dort durch Pfeile angedeutet sind: die schrittweise Landgewinnung, Element für Element, oder der Versuch, in einem großen Sprung gleich auf der Insel der superschweren Elemente zu landen. In beiden Fällen muß wegen der äußerst geringen Ausbeuten bei solchen Synthesen von Elementen ausgegangen werden, die noch in wägbaren Mengen zugänglich sind. Das heißt, Einsteinium ($Z=99$), das sich als Einsteinium-254 mit 276 d Halbwertszeit noch in Mikrogramm-Mengen erzeugen läßt, ist das schwerste verwendbare Targetmaterial, und der Reaktionspartner muß stets ein schweres Ion sein, damit in einem einzigen Schritt eine Anzahl Protonen eingebracht wird.

Die beiden Reaktionspartner kann man so wählen, daß ihre Protonenzahl zusammengekommen genau der Protonenzahl des angestrebten Elements entspricht; gelingt es, diese beiden Kerne miteinander zu verschmelzen, so ist das Ziel im Prinzip erreicht. Dieses Konzept hat sich für die Synthese schwerster Elemente außerordentlich bewährt; vom Element 102 an sind alle neuen Elemente zuerst so erzeugt worden^[9, 10, 29, 31].

Abbildung 6 illustriert eine solche Kernfusion anhand der Synthese des Elements 107 aus Chrom-54 als dem vom Beschleuniger angelieferten Projektilkern und Bismut-209 als dem damit beschossenen Targetkern. Das relativ kleine Projektil trifft auf das viel größere Target und bildet einen angeregten, rotierenden Stoßkomplex. Das Projektil wird schließlich vom Target zu einem angeregten „Compoundkern“, (107)-263, aufgesogen, in dem die beiden Reaktionspartner amalgamiert sind und ihre Identität verloren haben. Die freigesetzte Energie ist statistisch über alle Nucleonen verteilt, und sie wird dadurch abgebaut, daß rasch ein oder einige Neutronen abgedampft und γ -Quanten abgestrahlt werden. So entsteht ein Endkern, hier (107)-262, in dem die angestrebte Protonenzahl erreicht ist und die Neutronenzahl um eine Einheit gegenüber dem Compoundkern vermindert ist. Dieser Verdampfungsrestkern befindet sich nun im Grundzustand und wandelt sich viel langsamer durch radioaktiven Zerfall um.

Dies ist freilich der seltenere Ablauf. Weit häufiger spaltet sich der zerbrechliche Compoundkern, typischerweise etwa hundertmal häufiger als ein Neutron abgedampft wird. Wenn vier Abdampfschritte notwendig sind, um die Anregungsenergie abzubauen, vermindert sich die Überlebenschance für den Verdampfungsrestkern auf $1:10^8$. Deshalb ist es ganz entscheidend, solche schwersten Kerne möglichst kalt, mit wenig Anregungsenergie, zu erzeugen. Hier sind allerdings Grenzen dadurch gesetzt, daß dem

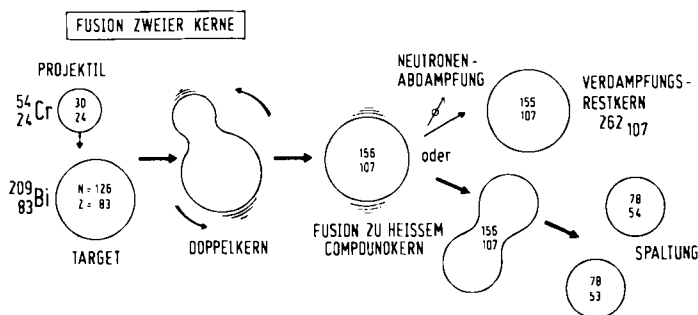


Abb. 6. Schema der Synthese schwerster Kerne durch Kernfusion, hier am Beispiel des Elements 107 durch Fusion von Bismut-209 mit Chrom-54.

Projektil ein Mindestmaß an kinetischer Energie mitgegeben werden muß, damit es mit dem Targetkern erst einmal in Kontakt kommt; diese Energie ist durch die Coulombabstoßung zwischen den beiden Reaktionspartnern gegeben. Ein Teil davon wird zwar bei der nachfolgenden Kernumwandlung verbraucht, aber es verbleibt immer ein Rest an Anregungsenergie in einer Höhe, die stark vom System abhängt.

Im übrigen ist die Protonenzahl des beobachteten Reaktionsprodukts nicht zwingend identisch mit der Gesamtzahl der Protonen der beiden Partner; die Fusion kann unvollständig verlaufen sein, oder die primären Fusionsprodukte können sich rasch durch Protonenabdampfung oder radioaktiven Zerfall in sekundäre Produkte umgewandelt haben. Die Protonenzahl muß also unbedingt experimentell gesichert werden.

Fehlschläge bei der Synthese überschwerer Elemente durch Fusion haben dazu geführt, nach einem anderen Syntheseweg zu suchen. Eine solche Alternative wurde durch den UNILAC eröffnet, der als erster Beschleuniger Projektil aller Elemente, bis hinauf zum Uran, mit den kinetischen Energien bereitstellte, die für Kernreaktionen mit beliebigen Elementen, einschließlich Uran, erforderlich sind.

Diese Alternative besteht in der Übertragung vieler Nucleonen beim Zusammenstoß zweier sehr schwerer Kerne, etwa zweier Uran-238-Kerne, wie in Abbildung 7 schematisch dargestellt ist. Wegen der starken Coulombabstoßung zwischen den Reaktionspartnern kommt es nur noch zu einem Doppelkernsystem, nicht mehr zu einem Compoundkern. Der rotierende Doppelkern trennt sich nach etwa 10^{-20} s wieder, zumeist in Kerne, die den beiden Ausgangskernen nahestehen. Manchmal wird aber eine größere Anzahl von Nucleonen zwischen den beiden Hälften des Doppelkernsystems durch Diffusion verschoben, so daß der eine Anteil auf Kosten des anderen wächst. Im Extremen – Transfer von 22 Protonen im Uran-Uran-Doppelkern – könnte dies bis zum Aufbau eines überschweren Kerns führen, während der andere Anteil auf einen ziemlich leichten Kern, hier des Ytterbiums, schrumpft. Das Auftreten solcher komplementärer Kerne ist ein Anzeichen dafür, daß ein umfassender Nucleonentransfer tatsächlich stattfindet. Aber auch hier werden die meisten der entstehenden überschweren Kerne prompt spalten und nur wenige überleben, da auch die Nucleonendiffusion die Kerne aufheizt. Anders als bei den Fusionsreaktionen hat die Anregungsenergie der überschweren Kerne keinen einheitlichen Betrag, sondern ist breit verteilt, so daß man auf hinreichende Anteile niedrig angeregter Kerne hoffen kann.

TRANSFER VON NUCLEONEN ZWISCHEN ZWEI KERNEN

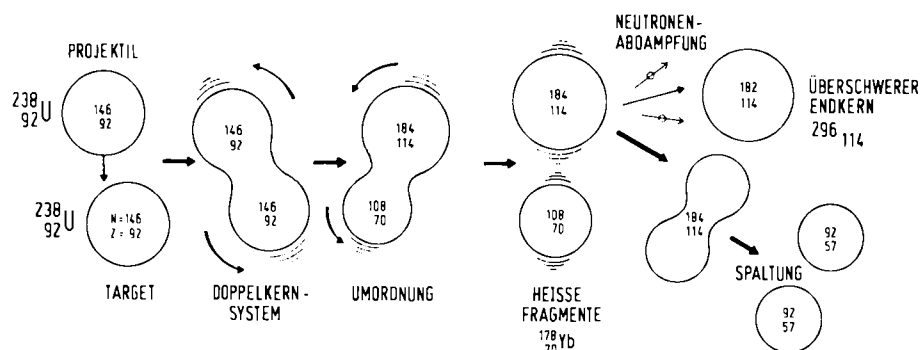


Abb. 7. Schema der Synthese schwerster Kerne durch Nucleonentransfer beim Zusammenstoß schwerer Kerne, hier zweier Uran-238-Kerne.

4. Abtrennung und Nachweis schwerster Atomkerne

Gleichgültig welcher Syntheseweg gewählt wird, es werden nur geringste Mengen schwerster Elemente erzeugt, wie folgende Übersichtsrechnung erläutern soll. Die Anzahl N an Atomen, die nachgewiesen wird, ist gegeben durch

$$N = \sigma N_t N_p \varepsilon$$

Hierin sind σ der Produktionsquerschnitt für den synthetisierten Kern, N_t die Anzahl der Targetatome pro cm^2 , N_p die Projektildosis und ε der Wirkungsgrad der Nachweismethode. Nimmt man die für derartige Experimente am UNILAC typischen Werte von $N_t = 2 \times 10^{18}$ Atomen cm^{-2} (oder 1 mg cm^{-2} Targetsicht) und $\varepsilon = 0.2$, so sind bei einer Dosis von 1×10^{18} Projektilen pro Tag (oder 1×10^{13} pro s) jeden Tag nur vier Atome nachweisbar, wenn der Querschnitt bei $\sigma = 1 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$ liegt. Anschaulich bedeutet dieser Produktionsquerschnitt, daß in ungefähr einem von 10^{11} Kern-Kern-Stößen ein überlebender schwerer Kern produziert wird.

Diese Bilanz läßt sich nicht entscheidend verbessern. Die Querschnitte sind gegeben. Größere Targetmengen bringen nichts, weil die Reaktionen nur in einem sehr schmalen Tiefenbereich ablaufen. Die Strahldosen lassen sich nicht erheblich steigern, weil die Targets dem nicht standhalten und weil als Projektile seltene, nur in sehr begrenzter Menge zugängliche, neutronenreiche Nuclide benötigt werden. Man muß sich also mit diesen wenigen Atomen abfinden, die zudem aus einem riesigen Überschuß an Target- und Projektilatomen und an radioaktiven Produkten von nebenher ablaufenden Reaktionen isoliert werden

müssen. Inzwischen sind die Experimentiertechniken so weit gediehen, daß die Produktion von wenigen Atomen pro Tag für den Nachweis neuer Elemente bereits ausreicht.

Ein anderes experimentelles Problem ist die Lebensdauer der nachzuweisenden Kerne. Bei Halbwertszeiten von Millisekunden, wie sie gemäß Abbildung 3 für die auf Element 106 folgenden Elemente zu erwarten sind, lassen sich chemische Trennverfahren, trotz aller Fortschritte in schnellen chemischen Trennmethoden^[34], nicht anwenden; hier kommen nur physikalische Methoden infrage. Bei den überschweren Elementen, bei denen weitaus längere Halbwertszeiten erwartet werden dürfen, sind hingegen auch chemische Trennmethoden aussichtsreich.

Für die Arbeiten am UNILAC ergab sich daraus folgendes Konzept: Für das schrittweise Vordringen zu schweren Elementen haben Armbruster, Münzenberg et al. bei der GSI eine physikalische Trennapparatur, das Geschwindigkeitsfilter SHIP^[35], entwickelt und eingesetzt. Zur Suche nach überschweren Elementen wurden, nach anfänglichen Pilotexperimenten mit sehr einfachen Verfahren, zusätzlich auch chemische Methoden^[36] herangezogen, die vor allem durch Kollaboration von Kernchemikern der Universität Mainz und der GSI erarbeitet und angewendet wurden.

4.1. Physikalische Methoden

Das Geschwindigkeitsfilter SHIP ist in Abbildung 8 schematisch dargestellt. Das 11 m lange Instrument trennt die langsameren Verdampfungsrestkerne nach Herausfliegen aus dem Target von den schnelleren Projektilen ab und entfernt dabei auch weitgehend die Produkte von Ne-

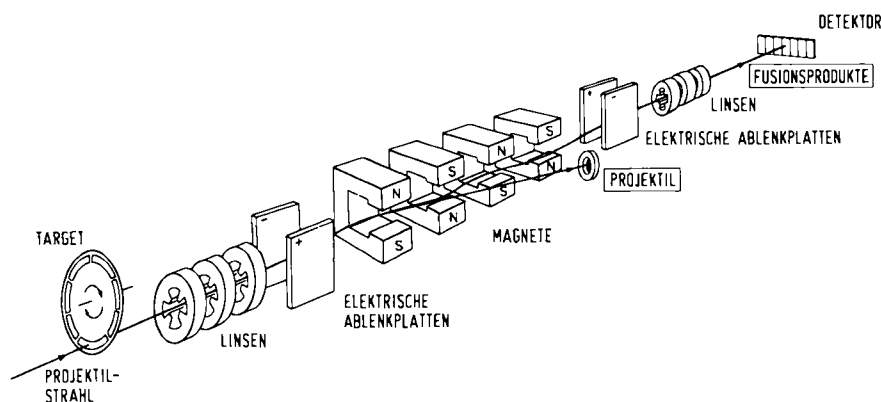


Abb. 8. Das Geschwindigkeitsfilter SHIP zur Trennung der Fusionsprodukte vom Projektilstrahl in einer Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern (nach [30]).

benreaktionen. Das Target rotiert, um die Wärmebelastung im Strahlleck zu mindern. Hinter dem Target werden Projektil- und Produktstrahl durch magnetische Linsen fokussiert und dann beim Durchqueren von elektrischen und magnetischen Feldern voneinander getrennt. Die Reaktionsprodukte werden schließlich wiederum fokussiert und in Halbleiterdetektoren implantiert. Dort werden die neuen Elemente über ihren α -Zerfall genetisch mit bekannten Kernen verknüpft.

Abbildung 9 erläutert dieses Verfahren. Beim Beschuß von Bismut-209 mit Chrom-54 werden Kerne gefunden, die mit einer Halbwertszeit von 4,7 ms durch Emission von α -Teilchen mit 10,38 MeV Energie in eine Zerfallskette von drei bekannten α -Strahlern – (105)-258, Lawrencium-254 und Mendelevium-250 – münden. Da dieser α -Teilchen abstrahlende Ausgangskern zwei Protonen und vier Nucleonen schwerer sein muß als (105)-258, kann es sich nur um das Element 107 mit der Massenzahl 262 handeln. Diese Technik ist durch die SHIP-Gruppe so vervollkommen worden^[37], daß bereits wenige Atomkerne aufgespürt werden können. Dazu werden im Halbleiterdetektor am Ende des Geschwindigkeitsfilters Zeitpunkt und Ort bestimmt, wann und wo ein Atom eingeschlagen hat. Von da an werden Zeitpunkt, Art – α -Zerfall oder Spontanspaltung – sowie Energie der Zerfallsereignisse registriert, die am selben Ort stattfinden; damit wird das Schicksal des primären Atoms genau aufgezeichnet, wie in Abschnitt 5 noch an einem Beispiel dargelegt wird. Erfassbar sind Kerne mit Halbwertszeiten bis herab zu Mikrosekunden, entsprechend der Flugzeit der Reaktionsprodukte durch den Apparat.

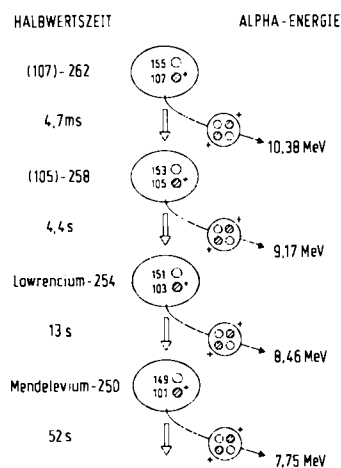


Abb. 9. Nachweis eines neuen Elements durch seinen α -Zerfall in eine Zerfallskette bekannter radioaktiver Kerne am Beispiel des Elements 107.

Eine Variante^[38] der Identifizierung neuer Elemente durch ihre α -Zerfallsreihen besteht darin, nicht die kurzlebigen unmittelbaren Folgekerne nachzuweisen, sondern ein spätes, langlebiges Glied, das chemisch isoliert wird. Dabei muß freilich sichergestellt sein, daß dieses Glied nicht auch anders, ohne den Weg über das neue Element, entstehen kann.

Die am Vereinigten Institut für Kernforschung in Dubna an den dortigen Schwerionencyclotrons arbeitende Gruppe unter *Flerov* und *Oganessian* baut hingegen vor allem auf die Spontanspaltung als charakteristische Zerfalls-

art neuer Elemente und benutzt dabei eine höchst einfache Technik^[39], die in Abbildung 10 erläutert ist. Erfassbar sind Halbwertszeiten bis herab zu Millisekunden. Das Targetmaterial – hier Bismutmetall – ist auf der Oberfläche einer rotierenden, stark gekühlten Trommel aufgebracht. Es wird streifend vom Projektilstrahl getroffen. Außen ist das Rad von einem feststehenden Ring aus Glimmerfolie umgeben. Spontanspalter, die im Target erzeugt werden,

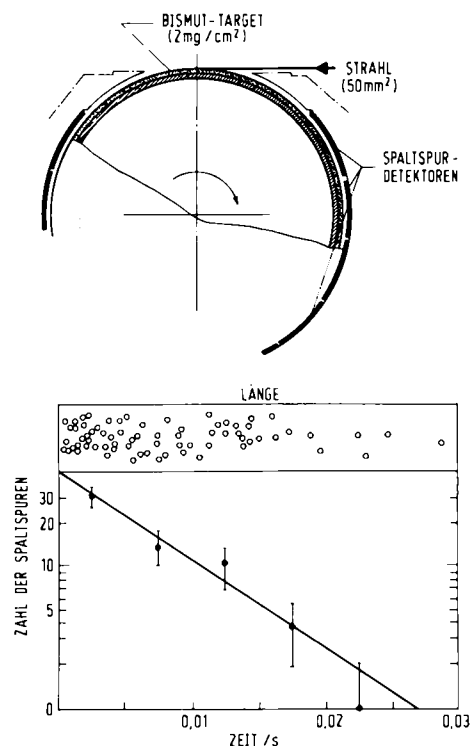


Abb. 10. Nachweis kurzlebiger Spontanspalter. Oben: rotierende Trommel und Glimmerdetektoren^[40]. Unten: Glimmerstreifen mit den geätzten Spaltfragmentspuren, sowie resultierende Zerfallskurve für das Nuclid (104)-256 mit 8 ms Halbwertszeit beim Beschuß von Blei-208 mit Titan-50^[39].

schleudern beim Zerplatzen während des Umlaufs der Trommel ihre Spaltfragmente in die Glimmerschicht und erzeugen dort Gitterschäden, die nach dem Experiment durch chemisches Ätzen zu Löchern entwickelt werden. Bei passend gewählter Umlaufgeschwindigkeit nimmt die Zahl der Löcher längs des Glimmerstreifens ab. Daraus ergibt sich die Halbwertszeit des Spontanspalter, wobei die Entfernung vom Strahlleck anhand der Rotationsgeschwindigkeit in eine Zeitskala umgerechnet wird; in Abbildung 10 ist dies unten gezeigt.

Dieses Verfahren läßt natürlich direkte Schlüsse auf die Kernladungs- und Massenzahl des spaltenden Kerns nicht zu; jede Spontanspaltung, woher sie auch immer stammt, erzeugt die gleichen Löcher. Die Produktion von spontanspaltenden Actinoidenisotopen durch Transferreaktionen, die neben der angestrebten Fusion abläuft, ist a priori nicht auszuschließen^[41]. Zur Elementzuordnung bedarf es deshalb zusätzlicher Informationen. Die Dubna-Gruppe stützt sich vor allem auf Charakteristika der erzeugenden Kernreaktionen. Untersucht man mehrere Projektil-Target-Kombinationen, von denen nur eine zu dem gesuchten neuen Element führen kann, während alle anderen in der Protonenzahl knapp darunter bleiben, so darf die neue Aktivität nur bei dieser einen Kombination auftreten. Außer-

Bei der Suche nach der Insel überschwerer Elemente ist die Elementzuordnung ein besonderes Problem, weil keine α -Zerfallsketten zu bekannten Kernen mehr erwartet werden. In der Welt der Abbildung 5 endet jede solche Kette früher oder später im Meer der Instabilität, sprich bei der Spontanspaltung, ohne daß der Strand wohlbekannten Territoriums erreicht wird. Bei der Spaltung überschwerer Kerne sollten freilich ungewöhnlich energiereiche Fragmente und ungewöhnlich viele Spaltneutronen auftreten^[45]. Solche eigenartigen Spontanspaltungen wären erste Indizien für überschwere Kerne, aber auch hier müßten zusätzliche Beweise erarbeitet werden, zum Beispiel müßte gezeigt werden, daß diese Spontanspalter sich chemisch wie überschwere Elemente verhalten.

Allerdings könnte bei diesen Elementen auch ein sehr deutlicher Bruch in der Periodizität chemischer Eigenschaften eintreten^[49]. Infolge der hohen Umlaufgeschwindigkeit der äußersten Elektronen kommt es zu einem relativistischen Massenzuwachs und einer stärkeren Bindung. Der $7s^2$ -Zustand im Element 112 und der $7p_{1/2}$ -Zustand im Element 114 könnten dadurch wie volle Elektronenschalen stabilisiert werden, und diese Elemente wären deshalb chemisch inert und leicht flüchtig, vielleicht sogar bei

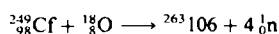
mente passieren hingegen das Rohr und werden an dessen Ausgang auf dünnen, gekühlten Metallfolien abgeschieden, die auf einem rotierenden Rad von Zeit zu Zeit zwischen Paare von Halbleiterdetektoren gedreht werden, wo Spaltfragmente und α -Teilchen nachgewiesen werden. Das Funktionieren des Verfahrens wird durch den Nachweis kurzlebiger α -Strahler homologer Elemente wie Polonium und Blei sichergestellt, die in Nebenreaktionen entstehen. Mit dieser Technik kommt man bis herab zu Halbwertszeiten von einigen Sekunden.

Die platinähnlichen Elemente werden ebenfalls mit dem Gasstrahl antransportiert, dann in Bromwasserstoffsäure gelöst und durch eine Kationenaustauschersäule geschickt, wo die Actinoiden als kationische Spezies absorbiert werden, während die negativ geladenen Bromkomplexe überschwerer Elemente und ihrer Homologen durchlaufen und zu festen Meßpräparaten eingedampft werden^[36]. Alle wesentlichen Schritte – wie An- und Abschalten des Sammelvorgangs, Dosieren und Zugabe von Elutionslösungen, Konditionierung der Säulen für die nächste Trennung – werden durch Computer gesteuert, wobei jeweils an einer Säule eine Trennung, an einer anderen eine Konditionierung abläuft^[66]. So wird die diskontinuierliche Säulenchromatographie „quasi on-line“ gestaltet. Die Grenze der Halbwertszeit liegt bei einigen Minuten.

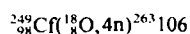
Radonähnliche Elemente werden durch einen Gasstrahl ohne Aerosole transportiert und durch eine auf 1000°C erhitzte Quarzpulversäule geleitet, um schwerflüchtige Bestandteile auszufiltern. Die flüchtigen Elemente werden auf der Oberfläche einer tiefgekühlten Solarzelle kondensiert, der ein Halbleiterdetektor gegenübersteht. Spontanspaltungen werden durch das gleichzeitige Auftreten zweier Fragmente in beiden Detektoren nachgewiesen^[67]. Auch hiermit lassen sich Halbwertszeiten von einigen Sekunden noch erfassen.

5. Die schwersten Elemente

Bis zum Element 106 sind die Elemente am Ende des Periodensystems zuerst aus schweren Actinoidennucliden durch Fusion mit leichten Projektilen dargestellt worden, beispielsweise Element 106 aus Californium-249 und Sauerstoff-18^[68]. Dabei wird der Compoundkern ziemlich stark aufgeheizt, wie aus der Emission von vier Neutronen ersichtlich ist. Die kernchemische Reaktionsgleichung lautet

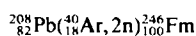


oder, in abgekürzter Schreibweise, bei der Projektil und Ejektile in Klammern gesetzt werden,

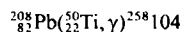


Durch diese starke Anregung wird die Überlebenschance der Verdampfungsrestkerne drastisch vermindert, wie in Abschnitt 3 dargelegt ist. Für die Synthese noch schwererer Elemente war deshalb ein Vorschlag von *Oganessian* sehr wesentlich^[69, 70], von Targetkernen mit abgeschlossenen Kernschalen wie Blei-208 oder Bismut-209 auszugehen, weil dann ein erheblicher Teil der eingebrachten Pro-

jektilenergie zum Aufbrechen der Schalen verbraucht wird und nicht in Anregungsenergie übergeht. Diese kalte Fusion wurde erstmals an Reaktionen wie



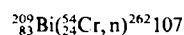
demonstriert, die zu bereits bekannten Kernen führten^[69–72]. Dabei kann die Anregungsenergie des Compoundkerns manchmal sogar so niedrig gehalten werden, daß sie nicht einmal zum Abdampfen eines Neutrons ausreicht, sondern als γ -Strahlung abfließt^[38]:



Die SHIP-Gruppe hat die kalte Fusion im Bereich bekannter schwerer Elemente systematisch untersucht^[28, 73] und dadurch zugleich die Zerfallsreihen charakterisiert, mit denen dann später die neuen Elemente genetisch verknüpft wurden. Diese Studien zeigten freilich auch, daß zur Synthese neuer Elemente sehr neutronenreiche Projektile wie Chrom-54, Eisen-58, Nickel-64 benötigt werden, die in der Natur nur mit Häufigkeiten von Prozenten bis zehntel Prozenten vorkommen und deren Anreicherung durch elektromagnetische Isotopenseparatoren deshalb kostspielig ist.

5.1. Element 107

Als erstes neues Element wurde am UNILAC 1981 das Element 107 von *Münzenberg* et al.^[74] durch Fusion von Bismut-209 mit Chrom-54 synthetisiert, wie Abbildung 6 schematisch zeigt. Ein bisher unbekannter α -Strahler von 4.7 ms Halbwertszeit und 10.38 MeV α -Energie konnte mit einer Zerfallskette verknüpft werden, die in Abbildung 9 wiedergegeben ist. Die Synthesereaktion ist somit



Insgesamt wurden in drei Tagen Strahlzeit fünf korrelierte Zerfallsketten gefunden, die mit diesem neuen α -Strahler beginnen. Eine dieser Ketten ist in Abbildung 15 dargestellt, und zwar mit der Lebensdauer τ dieser individuellen Kerne in den einzelnen Zwischenstufen. Die Lebensdauern können vom Durchschnittswert abweichen; die Streubreite ist indes nach statistischen Gesetzen wohldefiniert, wenn auch große Fehlerspannen für den Mittelwert resultieren, falls nur wenige Kerne beobachtet werden. Aus der Lebensdauer von 12.6 ms für den Ausgangskern (107)-262 in Abbildung 15 ergibt sich formal eine Halbwertszeit

$$T_{1/2} = (\ln 2) \tau = 0.693 \times 12.6 = 8.7 \text{ ms}$$

durchaus im Einklang mit der mittleren Halbwertszeit von 8.2 ± 2.2 ms, die sich aufgrund weiterer Experimente ergeben hat^[75, 76]. Abweichend vom Schema der Abbildung 9 lief die Kette in Abbildung 15 beim Mendelevium-250 durch Elektroneneinfang in den α -Strahler 30-min-Fermium-250. Inzwischen sind 14 Zerfallsketten dieses Isotops bekannt, wie Tabelle 1 ausweist.

Tabelle 1. Die am Schwerionenbeschleuniger UNILAC entdeckten schwersten Elemente.

Ordnungs- zahl Z	Massen- zahl	Halbwerts- zeit	α -Zerfalls- energie [MeV]	Synthese- reaktion	Beobachtete Anzahl Atome	Zeitpunkt der Entdeckung	Lit. zur Entdeckung
107	262	8.2 ± 2.2 ms	10.38, 10.24	$^{209}_{83}\text{Bi}(\text{}^{54}_{24}\text{Cr}, n)$	14	Februar 1981	[74]
		106 ± 30 ms	10.01, 9.91, 9.74		15		
108	261	9.0 ± 2.4 ms	10.39, 10.10, 10.03	$^{209}_{83}\text{Bi}(\text{}^{54}_{24}\text{Cr}, 2n)$	9	März 1984	[83]
	265	1.8 ± 0.7 ms	10.36	$^{209}_{83}\text{Bi}(\text{}^{58}_{28}\text{Fe}, n)$	3		
	264	76 ± 36 μ s	11.0 [a]	$^{209}_{83}\text{Bi}(\text{}^{58}_{28}\text{Fe}, n)$	1		
109	266	3.4 ± 0.1 ms	11.10	$^{209}_{83}\text{Bi}(\text{}^{58}_{28}\text{Fe}, n)$	3	August 1982	[87]

[a] Die α -Zerfallsenergie wurde aus der gemessenen Halbwertszeit über bekannte Beziehungen zwischen diesen beiden Größen abgeschätzt.

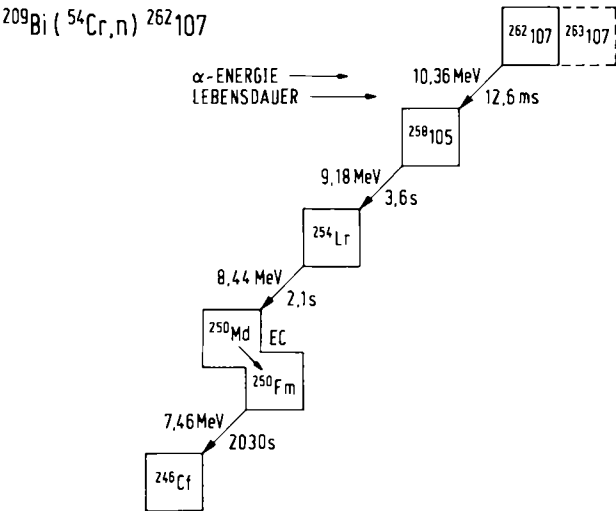
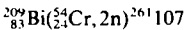


Abb. 15. Erster Nachweis des Elements 107: eine der beim Beschuß von Bismut-209 mit Chrom-54 beobachteten α -Zerfallsketten [74]. EC = Elektroneneinfang.

Die späteren Experimente am SHIP^[75,76] haben eine weitere Gruppe von α -Zerfällen des Elements 107 anhand von 15 korrelierten Zerfallsketten sichergestellt, auf die es schon vorher Hinweise gab^[74]. Diese Gruppe gehört ebenfalls zur Massenzahl 262, zerfällt aber mit 106 ± 30 ms Halbwertszeit und einem komplexen α -Energiespektrum (siehe Tabelle 1). Bei der Masse 262 liegt somit eine Kernisomerie vor, das heißt, es gibt zwei Kerne unterschiedlicher Bindungsenergie und Zerfalleigenschaften; die 8-ms-Aktivität ist der metastabile isomere Zustand und die 106-ms-Aktivität der Grundzustand des (107)-262.

Die Existenz dieser Kerne mit der Massenzahl 262 wurde in Dubna durch Nachweis des späten Folgekerns 1.5-d-Californium-246 bestätigt^[38], der nach Beschuß von Bismut-209 mit Chrom-54 chemisch isoliert wurde. Abbildung 16 zeigt unten das α -Spektrum der Californiumfraktion, in welchem Californium-246 statistisch gut belegt zu sehen ist.

Ein zweites Isotop des Elements 107 mit der Massenzahl 261 wurde am UNILAC mit derselben Projektile-Target-Kombination bei etwas erhöhter Einschußenergie mit drei Zerfallsketten gefunden^[75] und durch α -Zerfall mit dem bekannten Kern 1.4-s-(105)-257^[77] und dessen Zerfallskette verknüpft; der Syntheseweg ist



Hierbei handelt es sich um ein Nuclid mit 9.0 ± 2.4 ms Halbwertszeit^[76] und einem komplexen α -Energiespektrum (siehe Tabelle 1); Spontanspaltungen wurden neben den

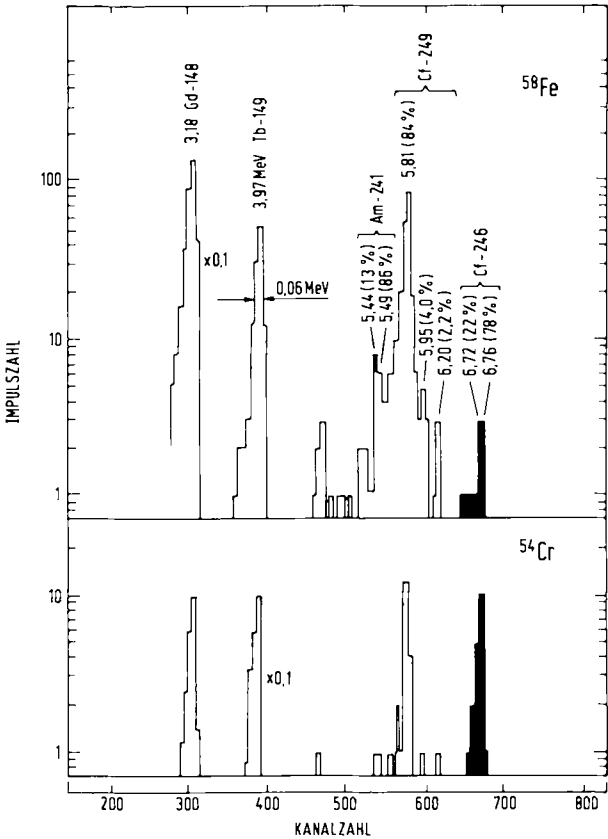


Abb. 16. Indirekter Nachweis der Elemente 107 (unten) und 109 (oben) über ein spätes Glied ihrer α -Zerfallsketten, das 1.5-d-Californium-246, in chemisch isolierten Californiumfraktionen nach Beschuß von Bismut-209 mit Chrom-54 (107) bzw. Eisen-58 (109). Schwarz: charakteristischer α -Peak des Californiums-246; hell: Eichstrahler (nach [38]).

neun α -Zerfällen, die inzwischen bekannt sind^[76], nicht beobachtet. Dieses Isotop wollen *Oganessian et al.*^[78] bereits 1976 bei derselben Reaktion über Spontanspaltungen beobachtet haben, allerdings mit 1 bis 2 ms Halbwertszeit. Inzwischen wurde die Halbwertszeit des Spontanspalterers auf 2.8 ± 1.1 ms präzisiert^[79], die deutlich kürzer ist als der am UNILAC gefundene Wert. Für dieses spontansplattende Nuclid wird von der Dubna-Gruppe ein Produktionsquerschnitt von etwa 1×10^{-34} cm² angegeben^[78], während die SHIP-Gruppe aus der Nichtbeobachtung von Spontanspaltungen schließt, daß der Produktionsquerschnitt mindestens zehnmal kleiner ist^[76]. Die Existenz dieser Aktivität ist somit von der SHIP-Gruppe nicht bestätigt worden.

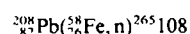
Tabelle 1 gibt den Kenntnisstand über die Isotope des Elements 107 nach dem jüngsten Experiment der SHIP-Gruppe wieder^[76]; nunmehr sind insgesamt 38 Atome die-

ses Elements gesehen worden, von denen 13 mit den Folgeprodukten Lawrencium-253 und -254 ($Z = 103$) korreliert waren. Ein früher angegebenes Isotop^[80] mit der Massenzahl 260 findet sich nicht mehr in der neuesten Übersicht der Dubna-Gruppe^[31]. Die Suche nach neutronenreichen Isotopen des Elements 107 wie (107)-266, die Halbwertszeiten von Minuten haben könnten^[81], beim Beschuß von Einsteinium-254 mit Sauerstoff-16 blieb erfolglos^[82].

Zusammengefaßt ergibt sich: Element 107 ist zuerst durch die SHIP-Gruppe^[74] eindeutig identifiziert worden, indem der α -Zerfall des Isotops 262 in bekannte Kerne nachgewiesen wurde. Demgegenüber erscheint die frühere Zuordnung einer 1- bis 2-ms-Spontanspaltaktivität zum Isotop 261 durch die Dubna-Gruppe^[78] weniger fundiert.

5.2. Element 108

Vom Element 108 haben *Münzenberg et al.*^[83, 84] drei Atome des Isotops 265 anhand ihrer α -Zerfallsketten nachweisen können, von denen zwei in Abbildung 17 dargestellt sind. Die Synthesereaktion ist



Die Halbwertszeit des (108)-265 beträgt 1.8 ms und die α -Zerfallsenergie 10.36 MeV (Tabelle 1). In Abbildung 17 werden die statistischen Schwankungen der individuellen Lebensdauer gegenüber den Mittelwerten erneut deutlich. Sie zeigt auch, daß die α -Teilchen manchmal, wenn sie aus dem Detektor herausfliegen („Escape“), nur einen Teil ihrer Energie dort deponieren. Die tatsächlich gemessene Energie liegt dann um 1 MeV und ist unspezifisch. Das Auftreten eines α -Zerfalls und die Lebensdauer bleiben indes dennoch eindeutig. Die Existenz des Kerns (108)-265 wird durch den radiochemischen Nachweis eines langlebigen Endprodukts der Zerfallskette, des 20-d-Einsteiniums-253, bei derselben Kernreaktion bestätigt^[38].

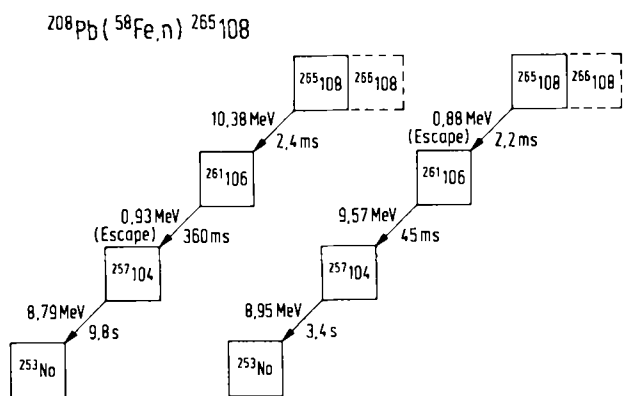


Abb. 17. Entdeckung des Elements 108. α -Zerfallsketten zweier Kerne des Isotops 265, gebildet durch Fusion von Blei-208 mit Eisen-58 (nach [83]).

Am Beispiel der Reaktion von Blei-208 mit Eisen-58 soll gezeigt werden, wie die Originaldaten aussehen, die beim Nachweis neuer Elemente am SHIP erhalten werden. Abbildung 18a gibt das gesamte, am Ende von SHIP gemessene α -Spektrum ohne Auswahlkriterien wieder. In den folgenden Spektren werden mehr und mehr Randbedingungen vorgegeben: Die α -Zerfälle müssen zeitlich und örtlich auf den Einschlag eines schweren Kerns folgen (b);

dieser Kern muß im Massenbereich 235 bis 295 liegen (c), und er muß aufeinanderfolgende α -Zerfälle zeigen (d, e), wobei die erste Generation in (d), die zweite und dritte in (e) dargestellt sind. Die gesuchten schwersten Kerne tauchen erst im Teil (b) auf, bleiben in (c) allein übrig und werden in (d) und (e) eindeutig als Glieder einer Zerfallskette identifiziert, die mit dem neuen Element aus (d) beginnt.

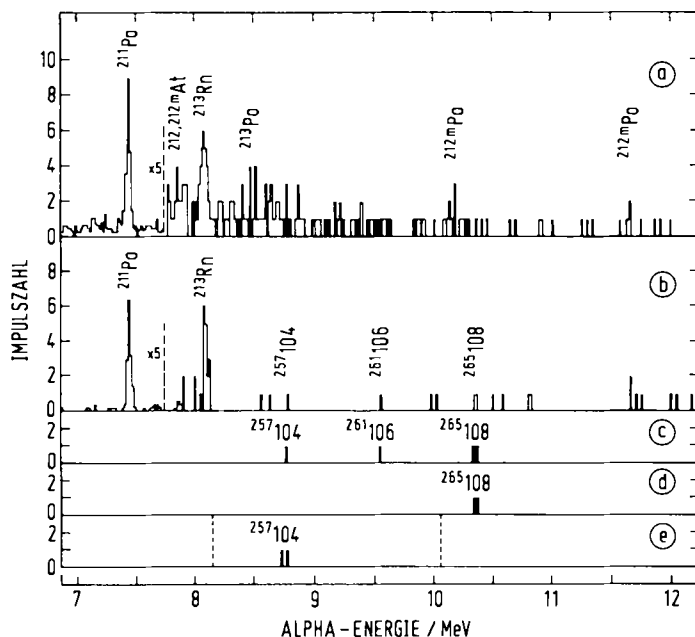
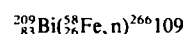


Abb. 18. α -Spektren beim Beschuß von Blei-208 mit Eisen-58: (a) zwischen den UNILAC-Strahlungspulsen registrierte Spektren; (b) mit der Implantation eines schweren Kerns verknüpfte α -Zerfälle; (c) mit Kernen der Masse 235 bis 295 verknüpfte α -Zerfälle; (d, e) außerdem noch miteinander korrelierte Paare von α -Zerfällen mit dem neuen Element als Mutterkern (d) und seinen bekannten Folgeprodukten (e) (nach [84]).

Auf das zweite Isotop des Elements 108 mit der Massenzahl 264 und einer Halbwertszeit von 0.08 ms (Tabelle 1), das durch Fusion von Blei-207 mit Eisen-58 am UNILAC erhalten wurde^[84, 85], wird in Abschnitt 7 eingegangen. Hinweise auf ein weiteres Isotop noch unbekannter Halbwertszeit gibt es bei der Massenzahl 263^[86].

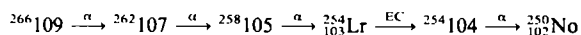
5.3. Element 109

Zur Zeit endet das Periodensystem beim Element 109. Beim Beschuß von Bismut-209 mit Eisen-58 haben *Münzenberg et al.*^[87] 1982 in einem zehntägigen Experiment eine einzige Zerfallskette aufspüren können, die in Abbildung 19 wiedergegeben ist. Sie verknüpft einen neuen α -Strahler mit einer von der Synthese des Elements 107 her bekannten Zerfallsreihe. Die Synthese verlief demzufolge nach



Mit einer Lebensdauer von 5.0 ms, entsprechend einer Halbwertszeit von 3.5 ± 1.6 ms, und 11.10 MeV α -Energie ging dieser Kern in das Isotop 262 des Elements 107 über. Das Folgenuclid (105)-258 ist dann durch seinen mit etwa 33% beteiligten, selteneren Zerfallszweig, Elektroneneinfang (EC) in (104)-258 mit nachfolgender Spontanspal-

tung, und nicht durch α -Emission zerfallen. In einer sehr sorgfältigen Analyse dieses einen Falls, in die außer den hier geschilderten Daten auch weitere Informationen einbezogen wurden – wie etwa die aus der Flugzeit angenähert hervorgehende Massenzahl, die Systematik der α -Zerfallsenergien, mögliche Nebenreaktionen – haben *Münzenberg et al.*^[88] dargelegt, daß dieses eine Ereignis signifikant ist. In einem zweiten Experiment im Februar 1988 hat die SHIP-Gruppe ein zweites Atom des Elements 109 mit fast derselben Lebensdauer gefunden, das mit folgenden Kernen korreliert war^[89]:



Außerdem wurde eine dritte Zerfallskette des (109)-266 beobachtet, bei der das Anfangsnucleid allerdings unentdeckt blieb.

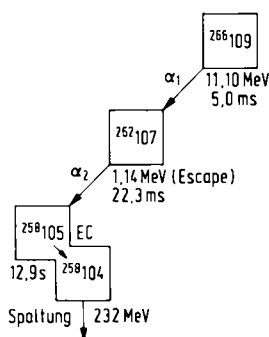
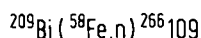
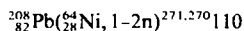


Abb. 19. Entdeckung des Elements 109 durch eine einzige α -Zerfallskette der Massenzahl 266, beobachtet beim Beschuß von Bismut-209 mit Eisen-58 (nach [88]).

Gestützt wird diese Entdeckung durch den radiochemischen Nachweis eines langlebigen Endglieds der α -Zerfallskette, wiederum – wie beim Element 107 – des 1.5-d-Californiums-246, bei dieser Reaktion durch *Oganessian et al.*^[38]. Das dabei erhaltene α -Spektrum der chemisch isolierten Californiumfraktion ist in Abbildung 16 oben gezeigt. Der für Californium-246 charakteristische Peak bei 6.75 MeV enthält sieben Ereignisse.

5.4. Versuche zur Synthese von Element 110

Natürlich lag es nahe, dieses erfolgreiche Synthesekonzept um einen weiteren Schritt, zum Element 110, fortzusetzen und die Fusion von Blei-208 mit Nickel-64 zu versuchen:



Die Suche nach diesem Element mit der α -Korrelationstechnik als Nachweismethode blieb bei einem elftägigen Experiment am SHIP auf einem Querschnittspegel von $5 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$ erfolglos^[90, 91]; ebensowenig gelang in Dubna die Fusion von Bismut-209 mit Cobalt-59 zum selben Element und von Bismut-209 mit Nickel-64 zum Element 111, nach denen wiederum über langlebige späte Glieder möglicher Zerfallsreihen gesucht wurde^[38].

Abbildung 20 macht deutlich, wo die Schwierigkeiten liegen. Die Produktionsquerschnitte schwerster Kerne durch kalte Fusion nehmen mit wachsender Kernladungs-

zahl rasch, um etwa den Faktor drei pro Elementschritt, ab. Für Element 110 wird so ein Wert zwischen 10^{-35} und 10^{-36} cm^2 extrapoliert, der am Rande der jetzigen Experimentiertechnik liegt; immerhin erscheint die Entdeckung des Elements 110 auf diesem Weg mit Strahlzeiten von etwa zwei Monaten nicht völlig aussichtslos.

Systematische Studien der Fusion schwerer Kerne^[28, 73] und theoretische Arbeiten^[92, 93] haben wahrscheinlich gemacht, daß in diesen immer schwerer werdenden Systemen die Fusion selbst zunehmend stark eingeschränkt ist. Es genügt nicht mehr, die Kerne an der Coulombbarriere gerade eben in Kontakt zu bringen, um eine Fusion einzuleiten; vielmehr muß ein intensiver Kontakt hergestellt werden, damit die anziehende Kernkraft gegenüber der Coulombabstoßung gewinnen kann. Dazu ist aber ein Mehr an Projektilenergie, ein „Extra-push“, nötig, der zu einem Mehr an Anregung im Compoundkern führt und dessen Überlebenschance gegen Spaltung nochmals drastisch vermindert.

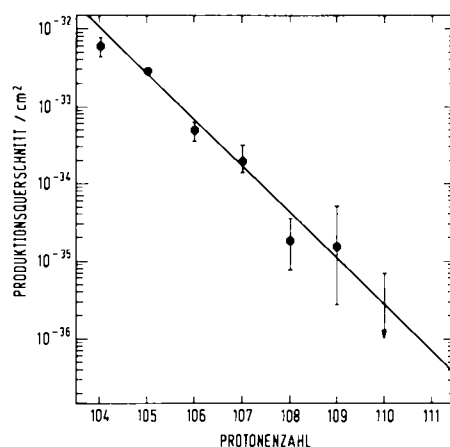
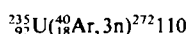


Abb. 20. Produktionsquerschnitte der schwersten Elemente durch kalte Fusion, aufgetragen gegen ihre Protonenzahl (nach [91]).

Weniger dramatisch sollte diese Behinderung dann sein, wenn der Projektilkern kleiner und der Targetkern größer gewählt werden als bei den von Blei-Bismut-Targets ausgehenden kalten Fusionen. Der kleinere Projektilkern wird nun eher vom viel größeren Targetkern aufgesaugt. Allerdings wird dadurch, daß von schalenstabilisierten Targetkernen abgegangen wird, wieder mehr Anregungsenergie erzeugt, auch wenn schonend an der Coulombbarriere fusioniert wird. Immerhin könnte, alles in allem, bei diesem von *Flerov*^[40] vorgeschlagenen Konzept Element 110 eher überleben als bei der Synthese vom Blei aus. Die Systematik der Produktionsquerschnitte bei solchen warmen Fusionen spricht allerdings gegen diese Hoffnung^[73].

Unter den vielen möglichen Kombinationen bieten sich Argon-40 als Projektil und Uranisotope als Target an, zum Beispiel:



Damit bleibt man, wie bei den anderen schwersten Elementen, in einem Gebiet, wo ein Bereich lokaler Stabilität vermutet wird, über den im Abschnitt 7 noch berichtet wird. Die Suche^[90, 94] nach charakteristischen Zerfallsketten des Elements 110 mit SHIP bei der Reaktion von Argon-40 mit Uran-235 verlief indes erfolglos auf einem

Querschnittspegel von $8 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$, ebenso wie die Suche^[95] mit radiochemischen Techniken bei Reaktionen von Argon-40 mit Uran-233, -235 und -238.

Im Gegensatz dazu haben *Oganessian et al.*^[96,97] beim Beschuß von Thorium-232 mit Calcium-44 und von Uran-236 mit Argon-40, die beide zum selben Compoundkern des Elements 110 mit der Massenzahl 276 fusionieren sollten, einen Spontanspalter von ungefähr 8 ms Halbwertszeit beobachtet. Bei der Argon-auf-Uran-Reaktion wurden 16 Spaltspuren gefunden, entsprechend einem Produktionsquerschnitt von etwa $1 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$. Eine gängige Erklärung für die beobachtete Aktivität wäre das bekannte spontanspaltende Isomer des Americiums-242 ($Z=95$) mit 14 ms Halbwertszeit, zumal das in der Nähe liegende 0.8-ms-spontanspaltende Isomer des Americiums-240 in größeren Mengen gebildet wird. *Oganessian et al.*^[97] meinen, das Americium-242-Isomer aufgrund zusätzlicher Experimente ausschließen zu können, und sie neigen dazu („are inclined“), die beobachtete Aktivität dem Zerfall eines Kerns des Elements 110 zuzuordnen. Es bleibt abzuwarten, ob diese Ansicht untermauert werden kann.

5.5. Namensgebung

Für die neuen Elemente 107, 108 und 109 sind noch keine Namen vorgeschlagen worden. Offenbar mahnen die Kontroversen über die Entdeckung einiger der Transactinoidenelemente, die zu unterschiedlichen Namen in West und Ost geführt haben – so Rutherfordium und Kurchatovium für Element 104 oder Hahnium und Nielsbohrium für 105 – dazu, erst einmal über das Ergebnis solcher Experimente am Rande des experimentell Machbaren Konsensus zu erzielen. Um wenigstens zu vorläufigen Namen und Elementsymbolen zu kommen, z. B. für Registerzwecke, hat die International Union of Pure and Applied Chemistry freilich schon vor Jahren eine Kunstsprache entwickelt^[98], mit der sich Elemente mit $Z > 100$ an der Ordnungszahl orientiert benennen lassen, und hat dieses System in eindrucksvollem Optimismus bis zum Element 999 fortgeführt^[98,99]. Element 107 hieße danach Unnilseptium mit dem Symbol Uns, Element 108 Unniloctium (Uno), Element 109 Unnilennium (Une) und Element 110 Ununilium (Uun). Man fragt sich, was dies nutzt, wenn es aller Voraussicht nach nur darum gehen wird, einige wenige neue Elemente zu benennen. Diskussionen über Prioritäten werden auf diese Weise ohnehin nicht umgangen.

6. Überschwere Elemente

Beim Versuch, überschwere Elemente durch Kernfusion zu synthetisieren, ist schon die Auswahl des Reaktionssystems problematisch. Dies wird durch Abbildung 21 deutlich, in der das obere Ende der Nuclidkarte schematisch dargestellt ist. Links unten sind die schwersten bekannten Kerne durch Kästchen markiert, rechts oben ist die Insel der überschweren Elemente schraffiert wiedergegeben. Diese ergibt sich bei theoretischen Abschätzungen der Halbwertszeiten aller miteinander konkurrierenden Zerfallsarten, nämlich α -Zerfall, β -Zerfall und spontane Spaltung. Statt sie in Einzelheiten darzustellen, ist die Insel lediglich durch eine Linie eingefasst, die Kerne mit einer Mikrosekunde Halbwertszeit verbindet, was etwa der kürzesten noch erfaßbaren Halbwertszeit entspricht. Um deutlich zu machen, daß sich je nach Vorgehen bei den theoretischen Rechnungen unterschiedliche Landkarten ergeben, sind zwei solche Studien berücksichtigt. Die eine^[100] ergibt einen nach Westen weit ausgedehnten Strand, die andere^[101] hingegen dort eine Steilküste. Beide Rechnungen lassen die längste Halbwertszeit, nämlich 10^9 Jahre^[100] oder 10^5 Jahre^[101], für Element 110 mit der Neutronenzahl 184 erwarten, nicht aber für die magische Protonenzahl 114; dies liegt daran, daß im Gebiet um 114 der α -Zerfall überwiegen sollte, weil er nicht so stark durch Schalenabschlüsse gebremst wird wie die Spontanspaltung.

Wie Abbildung 21 zeigt, reichen die schwersten bekannten Kerne in der Protonenzahl schon tief in die Insel hinein, aber in der Neutronenzahl sind sie sehr weit davon entfernt. Überschwere Kerne sind so extrem neutronenreich, daß sogar bei der Fusion äußerst neutronenreicher Projektil- und Targetkerne allenfalls die Nordwestküste der Insel berührt wird. Dies ist in Abbildung 21 durch Fallschirme markiert, welche die Landeplätze, das heißt Compoundkerne, nach Fusion des neutronenreichen Calciums-48 mit den ebenfalls neutronenreichen Kernen Plutonium-244, Curium-248 und Einsteinium-254 angeben.

Natürlich kann man auch optimistisch auf einen ausgedehnten Strand nach Westen bauen, der mit leichter realisierbaren Projektil-Target-Kombinationen zugänglich ist. Zahlreiche solche Synthesversuche sind schon vor Inbetriebnahme des UNILAC unternommen worden; eine 1979 erschienene Übersicht^[102] zählt 16 Kombinationen auf, und bis 1982 waren es 22 geworden^[26], die vom System Calcium-48 plus Thorium-232 mit dem Compoundkern

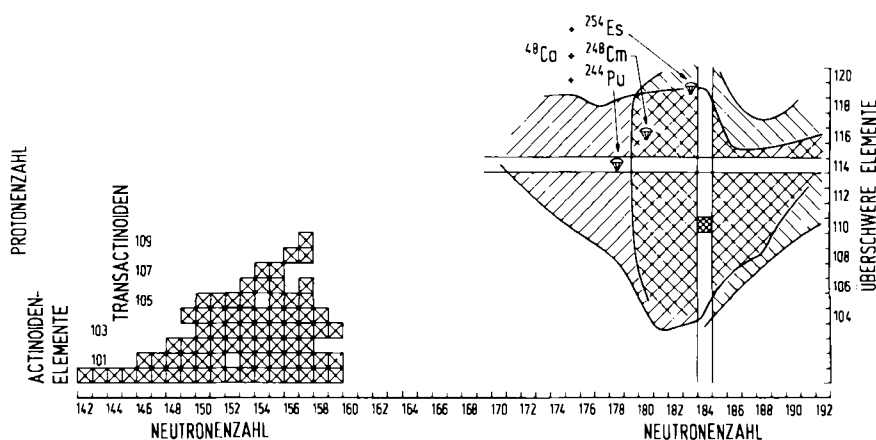


Abb. 21. Oberes Ende der derzeitigen Nuclidkarte und Insel der überschweren Elemente in zwei Versionen [100, 101], eingefasst durch Konturlinien für 1 μ s Halbwertszeit (siehe Text).

(110)-280 bis hin zu Krypton-84 plus Uran-238 mit dem Compoundkern (128)-322 reichen. Alle diese Fusionsversuche blieben erfolglos, wenn auch hin und wieder von positiven Resultaten berichtet wurde, die sich freilich nicht bestätigen ließen. Am UNILAC wurde deshalb zunächst der andere Reaktionsweg, Nucleonentransfer zwischen sehr schweren Kernen, bevorzugt, der dort erstmals möglich wurde. Wir überspringen diese Arbeiten aber erst einmal und stellen die späteren Synthesversuche durch Fusion vor.

6.1. Synthesversuche durch Kernfusion

Von den drei in Abbildung 21 herausgestellten Kombinationen erscheint die Reaktion von Calcium-48 mit Curium-248 am attraktivsten; sie liefert einen Compoundkern mit 116 Protonen und 180 Neutronen, der ziemlich nahe zu den abgeschlossenen Protonen- und Neutronenschalen liegt. Mit Plutonium-244 trifft man zwar die Protonenschale 114 genau und mit Einsteinium-254 erreicht man fast die Neutronenschale 184, aber dafür liegt man weiter von der jeweils anderen Nucleonenschale entfernt. Curium-248 mit 3.4×10^5 Jahren Halbwertszeit wird in einem Hochflußreaktor in Oak Ridge durch Neutroneneinfang aus leichteren Actinoiden erzeugt und ist in Milligramm-Mengen zugänglich. Calcium-48, ein stabiles Isotop mit 0.19% Anteil im natürlichen Calcium, wird durch elektromagnetische Isotopentrenner in nahezu reiner Form produziert. Schon 1977/78 haben Arbeitsgruppen sowohl des Lawrence Berkeley Laboratory und Lawrence Livermore National Laboratory^[103-106] als auch des Joint Institute for Nuclear Research^[107] an den Schwerionenbeschleunigern in Berkeley und Dubna versucht, überschwere Elemente mit dieser Reaktion zu erzeugen; die Experimente blieben indes erfolglos.

Dabei war angenommen worden, daß zur Fusion dieser beiden Partner ein „Extra-push“ an Projektilenergie notwendig sei. Spätere experimentelle und theoretische Studien haben daran zweifeln lassen, und so erschien es ratsam, die Fusion dieser beiden Kerne erneut, diesmal unter schonendsten Bedingungen an der Coulombbarriere, zu versuchen. Selbst dann verbleiben rund 20 MeV Anregungsenergie im Compoundkern, und das ist, angesichts der Zerbrechlichkeit solcher Kerne, eine ganze Menge. Zu diesem neuen Anlauf haben sich Arbeitsgruppen der GSI Darmstadt, des Lawrence Berkeley Laboratory, der Universität Mainz, des Los Alamos National Laboratory und der Universitäten Bern und Göttingen zusammengefunden, um an den Schwerionenbeschleunigern in Darmstadt und in Berkeley mit dem ganzen inzwischen verfügbaren Repertoire an physikalischen und chemischen Trenn- und Nachweismethoden einen möglichst großen Halbwertszeitbereich mit höchster Empfindlichkeit zu überdecken^[108].

Auch diese bislang wohl umfassendste Suche nach überschweren Elementen blieb ohne eindeutige Hinweise auf derartige Kerne. Um solche negativen Ergebnisse quantitativ darzulegen, werden die oberen Grenzen für den Produktionsquerschnitt der gesuchten Kerne angegeben, die mit dem negativen Ergebnis noch vereinbar sind. Dabei geht deren Halbwertszeit insofern ein, als zu kurzlebige Kerne nicht erfaßt werden, weil sie vor ihrer Abtrennung

schon zerfallen sind, zu langlebige Kerne hingegen nicht, weil während der begrenzten Meßzeit kein nachweisbarer Zerfall auftritt. Dazwischen liegt ein Bereich, wo die Nachweisgrenze unabhängig von der Halbwertszeit ist. Gegen die Halbwertszeit aufgetragen, verlaufen die Grenzüberschnitte deshalb trapezförmig, wie Abbildung 22 illustriert. Der Anschauung halber sind die Grenzüberschnitte dort in eine andere Einheit übersetzt, nämlich die Wahrscheinlichkeit, mit der überschwere Kerne beim Zusammenstoß der beiden Reaktionspartner entstanden sein können. Diese Wahrscheinlichkeit beträgt höchstens $1:10^{10}$ über 14 Größenordnungen in der Halbwertszeit, mit noch geringeren Werten im Bereich von einigen Wochen bis Monaten. Für den schraffierten Bereich wird die Bildung überschwerer Kerne ausgeschlossen, das heißt, für Halbwertszeiten zwischen einigen Mikrosekunden und einigen Jahren können bestenfalls einige Kerne pro Tag entstanden sein.

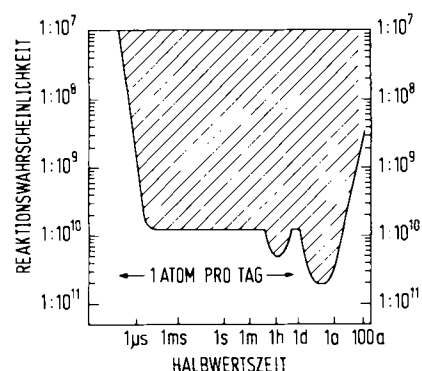


Abb. 22. Suche nach überschweren Elementen bei der Reaktion von Calcium-48 mit Curium-248. Gegen die Halbwertszeit aufgetragen ist der obere Grenzwert für die Bildungswahrscheinlichkeit pro Stoß, der mit dem negativen Ergebnis noch vereinbar ist; schraffiert ist der experimentell ausgeschlossene Bereich. Das Diagramm setzt sich aus mehreren Teilen zusammen, die in Abb. 23 zu sehen sind (aus [65]).

Korrekt dargestellt sind die Ergebnisse in Abbildung 23^[108], in der die von den verschiedenen Methoden abgedeckten Halbwertszeitbereiche deutlich werden. Mit dem Geschwindigkeitsfilter SHIP bei der GSI (Kurve 2) und dem gasgefüllten Fragmentseparator SASSY in Berkeley (1) wurde nach äußerst kurzlebigen Kernen gesucht; mit chemischen on-line-Trennungen nach blei- und radon- (3, 4) sowie platinähnlichen (5) Elementen mittlerer Halbwertszeit, und mit off-line-Trennungen und hochempfindlichen Detektoranordnungen nach langlebigen Kernen in der Radon- (6), Platin- (7) und Bleifraktion (8).

Von den anderen in Abbildung 21 hervorgehobenen Reaktionen ist in jüngster Zeit in Berkeley noch die Fusion von Calcium-48 mit Einsteinium-254 versucht worden^[109]. Auch diese Experimente verliefen negativ auf einem Querschnittspegel von $3 \times 10^{-31} \text{ cm}^2$ im Halbwertszeitbereich von einem Tag bis zu einigen Monaten. Diese Experimente mögen noch nicht das letzte Wort sein, wenn sich die Vorschläge^[110] realisieren lassen, aus vielerlei wissenschaftlichen Gründen die Produktion von Einsteinium-254 von einigen Mikrogrammen pro Jahr um eine Größenordnung zu steigern.

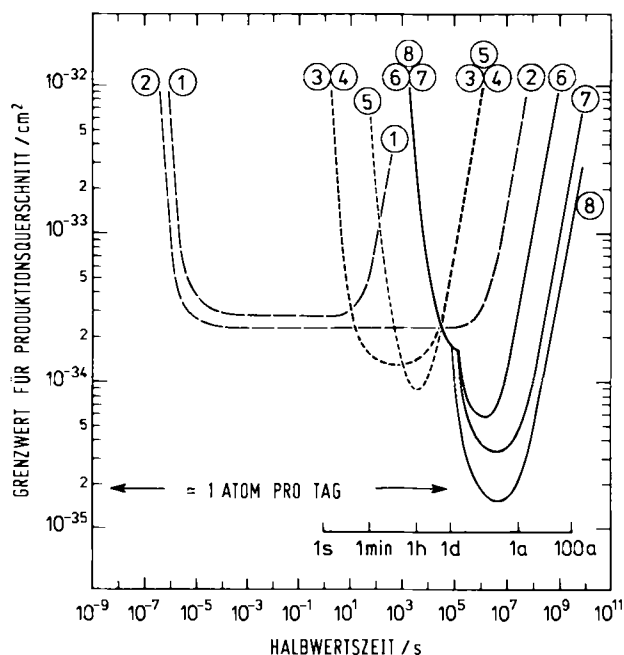


Abb. 23. Suche nach überschweren Elementen bei der Reaktion von Calcium-48 mit Curium-248. Gegen die Halbwertszeit aufgetragen sind obere Grenzen der Produktionsquerschnitte, die mit verschiedenen Trennmethode gemessen wurden: mit Fragmentseparatoren (Kurven 1 und 2) und mit chemischen on-line- (3–5) und off-line-Trennungen (6–8) jeweils für blei- (3, 8), platin- (5, 7) und radonähnliche (4, 6) Elemente (nach [108]).

6.2. Synthesversuche durch Nucleonentransfer

Während Fusionsreaktionen, was das Produktspektrum anbetrifft, überschaubar sind, bleibt beim Transfer von Nucleonen zwischen schweren Kernen zunächst alles offen. Ob dabei ein breites oder ein schmales Spektrum an Produktkernen entsteht, ob die Anregungsenergie dieser Kerne schmal oder breit verteilt ist, muß experimentell festgestellt und durch theoretische Modelle interpretiert werden^[111].

Als erstes wurde am UNILAC die Reaktion von Xenon-136 mit Uran-238 aufgegriffen, bei der die Dubna-Gruppe einen Spontanspalter von etwa 150 d Halbwertszeit beobachtet^[112, 113] und einem überschweren Element zugeordnet hatte^[113]. Am UNILAC konnte diese Aktivität nicht bestätigt werden^[114].

Attraktiver war natürlich die Reaktion zwischen zwei Uran-238-Kernen, die erstmals am UNILAC realisiert werden konnte: Was passiert in diesem schwersten, mit natürlichen Kernen realisierbaren System? Erste radiochemische Studien^[115] der Uran-auf-Uran-Reaktion waren ermutigend: Es kommt zum Aufbau von Kernen jenseits des Urans. Zwar fallen die Ausbeuten steil mit wachsender Ordnungszahl, weil diese Kerne mehr und mehr spaltbar sind, aber aus dem Auftreten komplementärer Kerne in der Gegend um das Element 70 ließ sich entnehmen, wie in Abbildung 7 dargelegt, daß der Protonentransfer in einem solchen Stoßkomplex mit beachtlichen Querschnitten (um 10^{-28} cm^2) bis zu überschweren Elementen fortschreitet – ob mit hinreichender Überlebenschance, blieb dabei freilich offen.

In den ersten Versuchen zum Nachweis überschwerer Elemente bei der Uran-auf-Uran-Reaktion wurden die Re-

aktionsprodukte ohne Abtrennung von anderen Produkten untersucht, indem sie in Halbleiterdetektoren implantiert^[116, 117] oder mit einem Trägergas^[118–120] oder einem Rad^[121, 122] zum Detektorsystem transportiert wurden. Dabei ist die Nachweisgrenze durch den Untergrund von α - und Spontanspaltungsaktivitäten der Actinoiden eingeschränkt. Empfindlichere Messungen wurden mit radiochemischen off-line-Methoden vorgenommen^[121], bei denen die Actinoiden entfernt wurden. Diese Experimente wurden schließlich noch durch on-line-Messungen radonähnlicher Produkte ergänzt^[67]. Alle diese Nachweisversuche blieben negativ. Abbildung 24 gibt die Grenzwerte als Funktion der Halbwertszeit wieder.

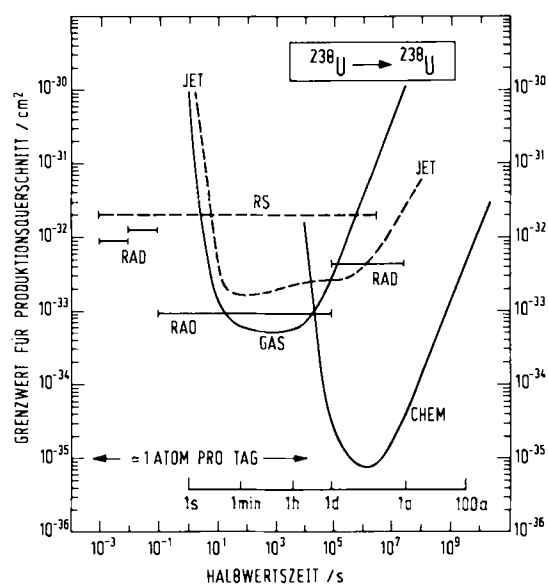


Abb. 24. Suche nach überschweren Elementen bei der Reaktion von Uran-238 mit Uran-238. Obere Grenze der Produktionsquerschnitte in Abhängigkeit von der Halbwertszeit, gemessen nach Implantieren der ungetrennten Reaktionsprodukte in Halbleiterdetektoren („RS“) [116, 117], nach deren Transport mit einem Gasstrahl („JET“) [118–120] oder einem Rad („RAD“) [121] zu den Detektoren, nach chemischer on-line-Abtrennung radonähnlicher Elemente („GAS“) [67] und off-line-Trennung blei-, platin- und radonähnlicher Elemente („CHEM“) [121] (nach [67]).

Die Experimente sind in zwei Richtungen erweitert worden. Die Reaktion zwischen Uran-238 als Projektil und Curium-248 als Target wurde herangezogen^[123], weil von einem schwereren Target aus der Transfer zu überschweren Kernen eher eintreten sollte, wie am Aufbau von schweren Actinoiden gezeigt wurde^[124]. Die Reaktion zwischen Uran-238 und Blei-208 wurde untersucht^[125], weil strukturelle Eigenarten der Reaktionspartner den Transfer begünstigen könnten. Auch hier blieben die Experimente erfolglos, bei der Uran-auf-Curium-Reaktion mit einem Querschnittspegel von $4 \times 10^{-35} \text{ cm}^2$ für Halbwertszeiten zwischen einigen Tagen und einigen Jahren für blei-, platin- und radonähnliche Elemente, und von $1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$ für radonähnliche Elemente mit Halbwertszeiten zwischen einigen Minuten und Stunden. Für die Uran-auf-Blei-Reaktion liegen die Grenzwerte bei $1 \times 10^{-33} \text{ cm}^2$ für Halbwertszeiten von Millisekunden bis Tagen und um eine Größenordnung tiefer für Stunden bis Jahre Halbwertszeit.

7. Perspektiven

Die Atomkerne am Ende des Periodensystems zerfallen anders als noch in Abbildung 3 erwartet wurde. Die spontane Kernspaltung beginnt im eingerahmten, neuen Bereich nicht zu überwiegen, sondern der α -Zerfall herrscht weiterhin vor. Dies gilt selbst für Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl, bei denen die Spontanspaltung am stärksten mit dem α -Zerfall konkurrieren kann, während sie bei Kernen mit ungerader Protonen- oder Neutronenzahl durch das ungepaarte Nucleon um Größenordnungen stärker verlangsamt wird als es für den α -Zerfall zutrifft. Solche α -Strahler mit gerader Protonen- und Neutronenzahl sind besonders aufschlußreich, etwa das Isotop 264 des Elements 108 – der schwerste derartige gerade-gerade-Kern^[84, 85] – weil bei ihnen der energiereichste α -Übergang zum Grundzustand des Folgekerns führt. Aus den Zerfallsenergien lassen sich deshalb die Bindungsenergien der ineinander zerfallenden Kerne ganzer Zerfallsketten berechnen und somit ihre Kernmassen. Daraus ergeben sich die Schalenenergien, aus denen sich auch die Spaltbarrieren ableiten lassen, die in Abbildung 25 gezeigt sind^[84, 30]. Diese Barrieren bleiben unerwartet hoch bei 6 bis 7 MeV über den ganzen Bereich von Element 92 bis 108, während sie nach dem Tröpfchenmodell stetig abnehmen und am oberen Ende dieses Bereichs nahezu ganz verschwinden sollten, wie dort ebenfalls gezeigt ist. Neuere theoretische Rechnungen^[81, 126] reproduzieren die aus experimentellen Daten abgeleiteten Barrierenhöhen, wie ebenfalls in Abbildung 25 zu sehen ist. Diese Barrieren werden durch Schaleneffekte erzeugt, und zwar in leicht gestreckten, nicht kugelförmigen Kernen^[127, 128].

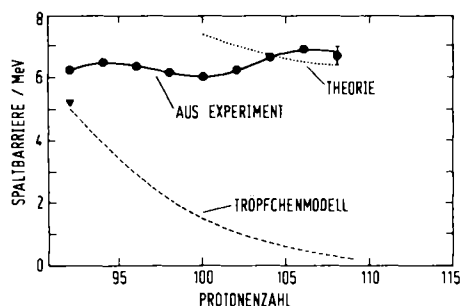


Abb. 25. Spaltbarrieren schwerster Kerne mit $N=Z=48$ als Funktion der Protonenzahl. Punkte und ausgezogene Linie: aus experimentell bestimmten Kernmassen abgeleitete Werte; gepunktete Linie: theoretisch berechnete Werte; gestrichelte Linie: nach dem Tröpfchenmodell erwartete Barrierenhöhen (nach [30]).

Nur wegen dieser starken Stabilisierung gegenüber der Spaltung, die beim Element 108 achtzehn Größenordnungen in der Halbwertszeit ausmacht^[73], können die schwersten bekannten Kerne überhaupt existieren. Definiert man also als „überschwer“ solche Elemente, die ihre Existenz allein der stabilisierenden Wirkung von Kernschalen verdanken, ohne daß sie – wie für Element 114 erwartet – kugelförmig sein müssen, so sind die überschweren Elemente schon gefunden worden; dies hat *Armbruster*^[28, 73] hervorgehoben. Daß überschwere, schalenstabilisierte Kerne nicht unbedingt kugelförmig, sondern auch deformiert sein können und die Schalenabschlüsse dann woanders – in ex-

perimentell leichter zugänglichen Gebieten – liegen, hat *A. Bohr* schon 1974 unterstrichen^[129].

Wie die nucleare Landschaft jenseits der schwersten Elemente nach den neuesten theoretischen Studien aussehen sollte^[81, 126–128, 130], ist in Abbildung 26 gezeigt, wo der „mikroskopische“ Beitrag zur Bindungsenergie durch Konturlinien dargestellt ist; an den Linien ist diese Energie in MeV angegeben. Dieser Beitrag rührt von der Teilchenstruktur her; er bewirkt die Stabilisierung. Die bekannten schwersten Kerne finden sich links unten als Kästchen. Oberhalb der gestrichelten Linie liegende Kerne sind nicht mehr existenzfähig, weil sie prompt ein Proton verlieren; oberhalb der gepunkteten Linie liegende Kerne wären nach dem Tröpfchenmodell nicht mehr existenzfähig, weil sie keine Spaltbarrieren mehr haben. Allein durch Schalenstabilisierung existenzfähige Kerne fallen also zwischen diese beiden Linien. Geht man davon aus^[73], daß die Spaltbarriere 4 MeV hoch sein muß, damit die Lebensdauer Mikrosekunden übersteigt und ein Nachweis möglich ist, so verdanken die Kerne der Elemente 107 bis 109, über die hier berichtet wird, ihre Existenz ausschließlich den schalenbedingten Spaltbarrieren.

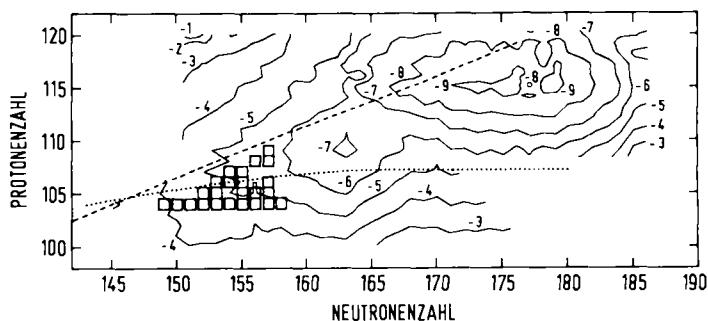


Abb. 26. Schalenkorrekturen der Bindungsenergien schwerster und überschwerer Kerne [130]. Durch Konturlinien verbunden sind Kerne gleicher Schalenkorrektur, die in MeV angegeben ist. Die Quadrate markieren bekannte Kerne. Die gestrichelte Kurve ist die Grenzlinie gegen prompten Emission von Protonen, die oberhalb davon auftritt. Die gepunktete Kurve ist die Grenze gegen prompte Spaltung nach dem Tröpfchenmodell; Kerne oberhalb dieser Linie sind nach diesem Modell nicht existenzfähig (nach [30]).

Gegenüber Abbildung 21 hat sich die Landschaft durch die experimentellen Ergebnisse der letzten Jahre und die dadurch angeregten, verfeinerten theoretischen Rechnungen erheblich verändert. Das Zentrum der Insel kugelförmiger Kerne, erkenntlich an den stärksten mikroskopischen Korrekturen von über 8 MeV, liegt nach wie vor bei den Elementen 114 bis 116, ist aber nun zu deutlich niedrigeren Neutronenzahlen, von 171 bis 179, verschoben. Von da aus erstreckt sich nunmehr eine Landzunge nach Südwesten genau in Richtung auf die schwersten bekannten Kerne, mit einem kleinen Gipfel, der um das Element 109 und die Neutronenzahl 163 liegt^[130, 126, 128]. In diesem lokalen Gebiet werden zum Beispiel Halbwertszeiten von 40 ms für (110)-272, einen α -Strahler, abgeschätzt^[127], oder von einigen Stunden für (106)-268, einen Spontanspalter^[81]. Allerdings ist es möglich, daß die Spontanspaltung dort doch stärker hervortritt infolge einer Variante der Spaltung, die in der Gegend um Element 100, Fermium, beobachtet wird^[131, 132] und sich auch bei schwereren Kernen auswirken könnte^[133]. Dabei spaltet sich der Kern

nicht in einer gestreckten Form in zwei länglich deformierte Bruchstücke, sondern – schneller – in einer kompakten Form in zwei kugelförmige Bruchstücke.

Die Fusion von Calcium-48 mit Curium-248 trifft mit einem Compoundkern mit 116 Protonen und 180 Neutronen nach Abdampfen einiger Neutronen ziemlich genau ins Zentrum der nun neu festgelegten Insel kugelförmiger überschwerer Kerne. Von da aus sollten sich α -Zerfallsketten entwickeln, die mit Halbwertszeiten von Millisekunden bis Minuten^[127] aus der Insel herausführen und die an deren Südseite in der Gegend des Elements 110 in Spontanspalter münden^[81]. Daß diese Zerfallsketten trotz der nunmehr eher günstigen Prognose für die Lage der Insel nicht gefunden wurden, läßt vermuten, daß auch hier die Fusion schon stark behindert ist. Darauf deuten auch jüngste theoretische^[93] und experimentelle Studien^[134] hin.

Das lokale Stabilitätsgebiet um die Neutronenzahl 163 sollte sich durch Fusion von leicht zugänglichen Kernen erreichen lassen, zum Beispiel mit den in Abschnitt 5.4 erwähnten Reaktionen von Argon-40 mit Uranisotopen. Wie dort ausgeführt, sind solche Experimente bislang nicht eindeutig verlaufen.

Trotz mancher noch offenen Fragen zur Stabilität schwerster Kerne sieht es doch so aus, als ob das Periodensystem noch um ein Stück erweitert werden könnte, wenn man nur diesen Aspekt betrachtet. Probleme machen vielmehr die Synthesen. Daß die Fusion zunehmend erschwert ist, wenn man sich den schwersten Kernen nähert, ist wohl offensichtlich. Dennoch ist die Situation im einzelnen noch undurchsichtig, trotz umfangreicher systematischer Experimente, vor allem am UNILAC^[28, 73], und trotz theoretischer Studien^[92, 93]. Wo die Behinderung wirksam wird, hängt zunächst einmal von den Kernladungs- und Massenzahlen von Projektil und Target ab; darin spiegelt sich das Gegeneinander von anziehenden und abstoßenden Kräften wider. Dem überlagert sind Einflüsse der Kernstruktur der Reaktionspartner, die für die hier wichtigen Systeme nicht leicht überschaubar sind, weil das, was man an leichteren, gut untersuchbaren Systemen lernt, auf diese schweren Systeme nicht ohne weiteres übertragen werden kann.

Wir wollen uns deshalb auf eine Veranschaulichung durch Abbildung 27 beschränken, die von Armbruster^[28] stammt. Hier sind auf den schrägen Achsen die Protonenzahlen von Target, Z_T , und Projektil, Z_P , aufgetragen und auf der waagerechten Achse die Summe der beiden, die Protonenzahl des Compoundkerns. Jede untersuchte Projektil-Target-Kombination hat ihren Ort, der durch ein volles Symbol gekennzeichnet ist, wenn die Fusion anhand von Verdampfungsrestkernen nachgewiesen wurde, und durch ein leeres Symbol, wenn diese nicht beobachtet wurden. Reaktionen mit Blei als Target sind durch Dreiecke hervorgehoben, solche mit Actinoidentargets durch Quadrate. Für einen bestimmten Compoundkern, nehmen wir Thorium mit $Z_P + Z_T = 90$ als Beispiel, findet man in der Senkrechten alle untersuchten Kombinationen, unten Reaktionen zwischen etwa gleichgroßen Kernen mit Z_P und Z_T zwischen 40 und 50, oben solche in stark asymmetrischen Kombinationen mit Z_P um 20 und Z_T um 70. Bis etwa zu diesem Element funktioniert offensichtlich jede Projektil-Target-Kombination. Darüber hinaus, etwa beim Fermium ($Z = 100$), sind nur noch die asymmetrischen Systeme, sowohl vom Blei als auch von Actinoiden ausge-

hend, brauchbar – obere Ecke in Abbildung 27. Etwa beim Element 109 hört die Fusion schließlich ganz auf.

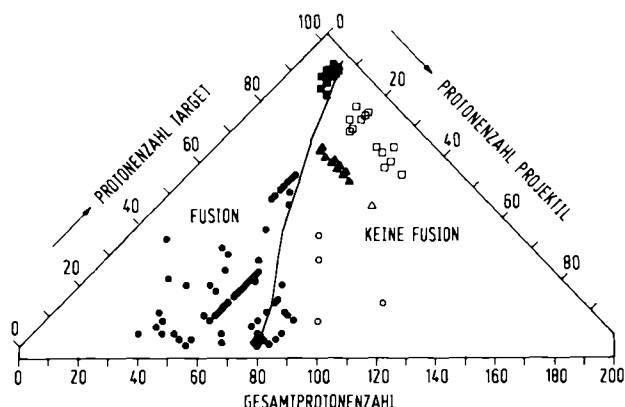


Abb. 27. Fusionsreaktionen für verschiedene Target-Projektil-Kombinationen (nach [28, 30]). Auf den Schrägen sind die Protonenzahlen von Target und Projektil aufgetragen, unten die Summe der beiden, die Protonenzahl des Compoundkerns. Volle Symbole: Fusion wurde anhand von Verdampfungsrestkernen beobachtet; leere Symbole: Fusion wurde nicht beobachtet. Die ausgezogene Linie markiert das Einsetzen des Extra-push-Effekts im Gebiet rechts davon, berechnet mit einem makroskopischen Modell [93].

Das „Extra-push“-Konzept, gekennzeichnet durch die theoretisch berechnete, ausgezogene Grenzlinie^[93], gibt die Situation wohl im Gesamten, aber nicht im Detail wieder. Die Synthesen vom Blei-Bismut aus (Dreiecke in Abb. 27) sind weit erfolgreicher als erwartet: Die abgeschlossenen Schalen nützen gleich zweifach, indem nicht nur, wie bisher als Argument für dieses Konzept betont, Compoundkerne mit ungewöhnlich niedriger Anregungsenergie resultieren, sondern auch der Extra-push stark vermindert wird oder gar unnötig ist^[73]. Man wird diese Behinderung der Fusion noch besser verstehen müssen, um entscheiden zu können, ob nicht doch ein Weg daran vorbei zu noch schwereren Elementen führt, über deren Stabilität man durchaus zuversichtlich urteilen darf.

In jüngster Zeit haben die Spekulationen über überschwere Elemente noch einen neuen, sozusagen kosmischen Aspekt erhalten, der durch Abbildung 28 erläutert wird. Sie zeigt die Nuclidkarte aus der Sicht von Elementarteilchentheoretikern^[135, 136]. Links unten erkennt man eine am oberen Ende etwas verstümmelte Nuclidkarte. Rechts oben ist eine Stabilitätsinsel zu sehen, die Neutronensterne, mit Massenzahlen um 10^{57} und „Ordnungszah-

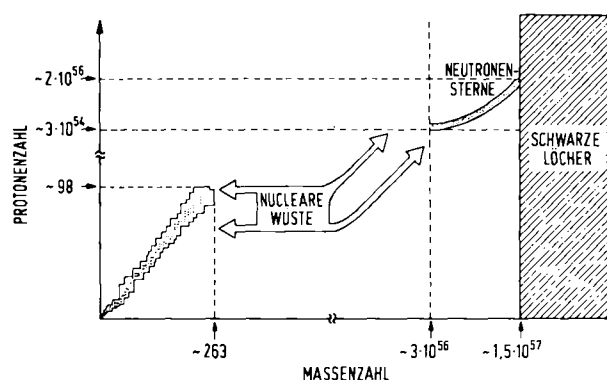


Abb. 28. Allumfassende Nuclidkarte von heute – hoffentlich unvollständig, was die nucleare Wüste betrifft [135].

len“ um 10^{55} . „Nuclide“ mit noch größerer Masse sind instabil gegen den Gravitationskollaps zu schwarzen Löchern. In der Mitte liegt die nucleare Wüste. Ist sie vielleicht doch nicht ganz leer? Gewöhnliche Kerne bestehen aus Protonen und Neutronen, die aber nicht die letzten Bausteine sind, sondern aus jeweils drei Quarks aufgebaut sind: das Proton aus zwei „Up“-Quarks mit der Ladung $+2/3$ und einem „Down“-Quark mit $-1/3$; im Neutron ist es umgekehrt. Andere, energiereichere Quarks sollten in der Natur nur im ganz frühen Kosmos existiert haben. Es könnte aber auch sein, daß sich Up- und Down-Quarks mit einem dieser Quarks, dem „Strange“-Quark mit ebenfalls der Ladung $-1/3$, zu größeren Aggregaten zusammenlagern, entweder während der Entstehung des Kosmos oder später, wenn „Strange“-Quarks durch Hochenergieereaktionen entstehen. Solche Multiquarkaggregate könnten den wahren Grundzustand der Materie darstellen^[137, 135] und deshalb noch heute existieren. Sie sind ein Kandidat für die „dunkle Materie“, die Galaxien und Universum füllt^[137, 135]. Die Radien dieser Klumpen aus „seltsamer“ Materie können zwischen 10^{-15} und 10^3 m liegen^[135, 137]. Nach solchen Klumpen kann in natürlichen Proben mit mehreren Methoden gesucht werden^[135, 137], am UNILAC durch Rückwärtsstreuung sehr schwerer Ionen wie Uran^[138, 139]. Überschwere Elemente als Boten seltsamer Materie – welche eine Perspektive!

Die hier vorgestellten Arbeiten sind durch das freundschaftliche Zusammenwirken und den fairen Wettstreit vieler entstanden, deren Namen im Literaturverzeichnis zu finden sind. Christoph Schmelzer hat dieses Gebiet nicht nur durch den Bau des UNILAC entscheidend gefördert, sondern auch durch das Wohlwollen, das er den „nuclearen Scheidekünstlern“ stets entgegengebracht hat. Helmut Ahrens, Peter Armbruster, Hans-Otto Denschlag, Heinz Gäggeler, Jens Volker Kratz, Klaus Lützenkirchen, Gottfried Münzenberg, Matthias Schädel und Norbert Trautmann haben den Bericht kritisch durchgesehen; dafür sei ihnen gedankt.

Eingegangen am 2. Dezember 1987 [A 694]

- [1] O. Hahn, L. Meitner, F. Strassmann, *Ber. Dtsch. Chem. Ges.* 70 (1937) 1374; *Naturwissenschaften* 26 (1938) 475.
- [2] O. Hahn, F. Strassmann, *Naturwissenschaften* 27 (1939) 11, 89.
- [3] H. Menke G. Herrmann, *Radiochim. Acta* 16 (1971) 119.
- [4] O. Hahn: *Vom Radiothor zur Uranspaltung – eine wissenschaftliche Selbstbiographie*, Vieweg, Braunschweig 1962.
- [5] G. Herrmann, *Radiochim. Acta* 3 (1964) 169; *U. K. At. Energy Res. Establ. Transl. AERE* 1036 (1965).
- [6] F. Krafft: *Im Schatten der Sensation – Leben und Wirken von Fritz Strassmann*, Verlag Chemie, Weinheim 1981.
- [7] E. McMillan, P. Abelson, *Phys. Rev.* 57 (1940) 1185.
- [8] C. Keller: *The Chemistry of the Transuranium Elements*, Verlag Chemie, Weinheim 1971.
- [9] G. T. Seaborg (Hrsg.): *Transuranium Elements – Products of Modern Alchemy*, Dowden, Hutchinson & Ross, Stroudsburg 1978.
- [10] J. J. Katz, G. T. Seaborg, L. R. Morss (Hrsg.): *The Chemistry of the Actinide Elements*, 2. Aufl., Chapman and Hall, London 1986.
- [11] G. T. Seaborg, *Chem. Eng. News* 23 (1945) 2190.
- [12] M. S. Fred in [10], S. 1196.
- [13] N. Angert, C. Schmelzer, *Kerntechnik* 19 (1977) 57.
- [14] Nach G. T. Seaborg, *Phys. Scr. A* 10 (1974) 5, ergänzt.
- [15] E. Feenberg, *Phys. Rev.* 55 (1939) 504.
- [16] N. Bohr, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* 56 (1939) 426.
- [17] U. Schindewolf: *Physikalische Kernchemie*, Vieweg, Braunschweig 1959, S. 27.
- [18] Nach W. D. Myers (1971), wiedergegeben bei J. O. Rasmussen in J. Cerny (Hrsg.): *Nuclear Spectroscopy and Reactions. Vol. D*, Academic Press, New York 1975, S. 106.
- [19] L. Meitner, O. R. Frisch, *Nature (London)* 143 (1939) 239.

- [20] R. A. Knief: *Nuclear Energy Technology*, McGraw-Hill, New York 1981, S. 45.
- [21] W. D. Myers, W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* 81 (1966) 1.
- [22] H. Meldner, *Ark. Fys.* 36 (1967) 593.
- [23] S. G. Nilsson, S. G. Thompson, C. F. Tsang, *Phys. Lett. B* 28 (1969) 458.
- [24] F. G. Werner, J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* 109 (1958) 126.
- [25] G. Herrmann in A. G. Maddock (Hrsg.): *Radiochemistry (Int. Rev. Sci. Inorg. Chem. Ser. Two. Vol. 8)*, Butterworths, London 1975, S. 221.
- [26] J. V. Kratz, *Radiochim. Acta* 32 (1983) 25.
- [27] a) G. N. Flerov, G. M. Ter-Akopian, *Rep. Prog. Phys.* 46 (1983) 1817; b) G. N. Flerov, G. M. Ter-Akopian in [27c], S. 333; c) D. A. Bromley (Hrsg.): *Treatise on Heavy-Ion Science. Vol. 4*, Plenum, New York 1985.
- [28] a) P. Armbruster, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 35 (1985) 135; b) P. Armbruster, G. Münzenberg, *Spektrum Wiss.* 1988, Nr. 9, S. 42; c) P. Armbruster, *Phys. Bl.* 44 (1988) 359.
- [29] G. T. Seaborg, W. D. Loveland in [27c], S. 255.
- [30] G. Münzenberg, *Rep. Prog. Phys.* 51 (1988) 57.
- [31] G. N. Flerov, G. M. Ter-Akopian, *Int. Inst. Nucl. Res. Dubna USSR Prepr. (Ob'edin. Inst. Yad. Issled. Dubna USSR Prepr.) JINR E7-87-167* (1987).
- [32] Nach G. N. Flerov, persönliche Mitteilung 1975.
- [33] P. Brix, *Jahrb. Heidelberger Akad. Wiss.* 1986, Heidelberg 1987, S. 105.
- [34] G. Herrmann, N. Trautmann, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 32 (1982) 117.
- [35] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald, *Nucl. Instrum. Methods* 161 (1979) 65.
- [36] K. Sümmerer, W. Brühlle, M. Brügger, H. Gäggeler, M. Schädel, D. Schardt, G. Wirth, C. Freilich, N. Greulich, G. Herrmann, N. Hildebrand, U. Hickmann, J. V. Kratz, P. Peuser, N. Trautmann, A. Ghiorso, K. E. Gregorich, D. Lee, K. J. Moody, G. T. Seaborg, R. B. Welch, P. Wilmarth, E. K. Hulet, A. D. Dougan, R. J. Dougan, J. H. Landrum, R. W. Loughheed, J. F. Wild, W. R. Daniels, M. Fowler, D. C. Hoffman, R. L. Hahn, R. C. Ferguson, D. O'Kelley, H. R. von Gunten, H. Dornhöfer, *Contrib. XXII. Int. Meeting on Nuclear Physics. Bormio, Jan. 1984; Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt. Vorabdruck GSI-84-17* (1984).
- [37] S. Hofmann, G. Münzenberg, F. P. Heßberger, H. J. Schött, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 223 (1984) 312.
- [38] Yu. Ts. Oganessian, M. Hussennois, A. G. Demin, Yu. P. Kharitonov, H. Bruchertseifer, O. Constantinescu, Yu. S. Korotkin, S. P. Tretyakova, V. K. Utyonkov, I. V. Shirokovsky, J. Estevez, *Radiochim. Acta* 37 (1984) 113.
- [39] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, A. S. Iljinov, S. P. Tretyakova, A. A. Pleve, Yu. E. Penionzhkevich, M. P. Ivanov, Yu. P. Tretyakov, *Nucl. Phys. A* 239 (1975) 157.
- [40] G. N. Flerov, *Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. (Florence)* 1983, 365.
- [41] V. E. Viola, A. C. Mignerey, H. Breuer, K. L. Wolf, B. G. Glagola, W. W. Wilcke, W. U. Schröder, J. R. Huizenga, J. R. Birkelund, D. Hilscher, *Phys. Rev. C* 22 (1980) 122.
- [42] G. N. Flerov, I. Zvara, *Jt. Inst. Nucl. Res. Dubna USSR Rep. (Ob'edin. Inst. Yad. Issled. Dubna USSR Prepr.) JINR D7-6013* (1971).
- [43] B. G. Harvey, G. Herrmann, R. W. Hoff, D. C. Hoffman, E. K. Hyde, J. J. Katz, O. L. Keller, M. Lefort, G. T. Seaborg, *Science (Washington)* 193 (1976) 1271.
- [44] E. K. Hyde, D. C. Hoffman, O. L. Keller, *Radiochim. Acta* 42 (1987) 57.
- [45] H. W. Schmitt, U. Mosel, *Nucl. Phys. A* 186 (1972) 1.
- [46] B. Fricke, *Struct. Bonding (Berlin)* 21 (1975) 89.
- [47] O. L. Keller, G. T. Seaborg, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 27 (1977) 139.
- [48] B. Eichler, *Kernenergie* 19 (1976) 307.
- [49] K. S. Pitzer, *J. Chem. Phys.* 63 (1975) 1032.
- [50] E. K. Hulet, *Radiochim. Acta* 32 (1983) 7.
- [51] O. L. Keller, *Radiochim. Acta* 37 (1984) 169.
- [52] R. J. Silva in [10], S. 1085.
- [53] B. Eichler, S. Hübener, H. W. Gäggeler, D. T. Jost, *Inorg. Chim. Acta* 146 (1988) 261.
- [54] D. T. Jost, H. W. Gäggeler, C. Vogel, M. Schädel, E. Jäger, B. Eichler, K. E. Gregorich, D. C. Hoffman, *Inorg. Chim. Acta* 146 (1988) 255.
- [55] U. W. Scherer, J. V. Kratz, M. Schädel, W. Brühlle, K. E. Gregorich, R. A. Henderson, D. Lee, M. Nurmia, D. C. Hoffman, *Inorg. Chim. Acta* 146 (1988) 249.
- [56] W. Brühlle, M. Schädel, U. W. Scherer, J. V. Kratz, K. E. Gregorich, D. Lee, M. Nurmia, R. Chasteler, H. Hall, R. Henderson, D. C. Hoffman, *Inorg. Chim. Acta* 146 (1988) 267.
- [57] K. E. Gregorich, R. A. Henderson, D. M. Lee, M. J. Nurmia, R. M. Chasteler, H. L. Hall, D. A. Bennett, C. M. Gannett, R. B. Chadwick, J. D. Leyba, D. C. Hoffman, G. Herrmann, *Radiochim. Acta* 43 (1988) 223.
- [58] O. Hahn: *Applied Radiochemistry*, Cornell University Press, Ithaca 1936.

- [59] R. J. Borg, G. J. Dienes, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **43** (1981) 1129.
- [60] F.-J. Reischmann, N. Trautmann, G. Herrmann, *Radiochim. Acta* **36** (1984) 139.
- [61] F.-J. Reischmann, B. Rumler, N. Trautmann, G. Herrmann, *Radiochim. Acta* **39** (1986) 185.
- [62] J. V. Kratz, J. O. Liljenzin, G. T. Seaborg, *Inorg. Nucl. Chem. Lett.* **10** (1974) 951.
- [63] G. Herrmann, *Pure Appl. Chem.* **53** (1981) 949.
- [64] P. Peuser, U. Tharun, H. J. Keim, N. Trautmann, G. Herrmann, G. Wirth, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **239** (1985) 529.
- [65] G. Herrmann, *Umschau* **84** (1984) 640.
- [66] M. Schädel, W. Brühle, B. Haefner, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **264** (1988) 308.
- [67] N. Hildebrand, C. Frink, N. Greulich, U. Hickmann, J. V. Kratz, N. Trautmann, G. Herrmann, M. Brügger, H. Gäggeler, K. Sümmerer, G. Wirth, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **260** (1987) 407.
- [68] A. Ghiorso, J. M. Nitschke, J. R. Alonso, C. T. Alonso, M. Nurmia, G. T. Seaborg, E. K. Hulet, R. W. Loughheed, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1490.
- [69] Yu. Ts. Oganessian, *Lect. Notes Phys.* **33** (1974) 221.
- [70] Yu. Ts. Oganessian, Yu. A. Lazarev in [27c], S. I.
- [71] Yu. Ts. Oganessian, A. S. Iljinov, A. G. Demin, S. P. Tretyakova, *Nucl. Phys. A* **239** (1975) 353.
- [72] H. Gäggeler, A. S. Iljinov, G. S. Popeko, W. Seidel, G. M. Ter-Akopian, S. P. Tretyakova, *Z. Phys. A* **289** (1979) 415.
- [73] P. Armbruster, *Proc. Int. Sch. Phys. Enrico Fermi, Course „Trends in Nuclear Physics“*, Varenna, Juni/Juli 1987, im Druck; *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Vorabdruck GSI-87-59* (1987).
- [74] G. Münzenberg, S. Hofmann, F. P. Heßberger, W. Reisdorf, K. H. Schmidt, J. H. R. Schneider, P. Armbruster, C. C. Sahm, B. Thuma, *Z. Phys. A* **300** (1981) 107.
- [75] G. Münzenberg, S. Hofmann, F. P. Heßberger, K.-H. Schmidt, G. Berthes, H. Folger, H. Geissel, J. G. Keller, P. Lemmertz, M. Montoya, K. Poppensieker, A. B. Quint, H.-J. Schött, I. Zychor, P. Armbruster, M. E. Leino, U. Gollerthan, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1985, GSI 86-1* (1986) 31.
- [76] G. Münzenberg, S. Hofmann, F. P. Heßberger, D. Ackermann, H. Folger, V. Ninov, K. Poppensieker, A. B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, P. Armbruster, W. Morawek, U. Gollerthan, E. Hanelt, J. Fujita, T. Schwab, M. E. Leino, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1987, GSI 88-1* (1988) 13.
- [77] F. P. Heßberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, Y. K. Agarwal, K. Poppensieker, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, H.-J. Schött, P. Armbruster, B. Thuma, C.-C. Sahm, D. Vermeulen, *Z. Phys. A* **322** (1985) 557.
- [78] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, N. A. Danilov, G. N. Flerov, M. P. Ivanov, A. S. Iljinov, N. N. Kolesnikov, B. N. Markov, V. M. Plotko, S. P. Tretyakova, *Nucl. Phys. A* **273** (1976) 505.
- [79] Yu. Ts. Oganessian, unveröffentlicht, zit. in [31b].
- [80] Yu. Ts. Oganessian, *Proc. Int. Sch.-Sem. Heavy-Ion Phys.*, Alushta, April 1983; *Jt. Inst. Nucl. Res. Dubna USSR Rep. (Ob'edin. Inst. Yad. Issled. Dubna USSR Prepr.) JINR D7-83-644* (1983) 55.
- [81] K. Böning, Z. Patyk, A. Sobiczewski, S. Cwiok, *Z. Phys. A* **325** (1986) 479.
- [82] M. Schädel, W. Brühle, E. Jäger, K. Sümmerer, E. K. Hulet, J. F. Wild, R. W. Loughheed, R. J. Dougan, K. J. Moody, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1986, GSI 87-1* (1987) 15.
- [83] G. Münzenberg, P. Armbruster, H. Folger, F. P. Heßberger, S. Hofmann, J. Keller, K. Poppensieker, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, M. E. Leino, R. Hingmann, *Z. Phys. A* **317** (1984) 235.
- [84] G. Münzenberg, P. Armbruster, G. Berthes, H. Folger, F. P. Heßberger, S. Hofmann, J. Keller, K. Poppensieker, A. B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. E. Leino, R. Hingmann, U. Gollerthan, E. Hanelt, *Z. Phys. A* **328** (1987) 49.
- [85] G. Münzenberg, P. Armbruster, G. Berthes, H. Folger, F. P. Heßberger, S. Hofmann, K. Poppensieker, W. Reisdorf, A. B. Quint, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. E. Leino, U. Gollerthan, E. Hanelt, *Z. Phys. A* **324** (1986) 489.
- [86] Yu. Ts. Oganessian, A. G. Demin, M. Hussonnois, S. P. Tretyakova, Yu. P. Kharitonov, V. K. Utyonkov, I. V. Shirokovsky, O. Constantinescu, H. Bruchertseifer, Yu. S. Korotkin, *Z. Phys. A* **319** (1984) 215.
- [87] G. Münzenberg, P. Armbruster, F. P. Heßberger, S. Hofmann, K. Poppensieker, W. Reisdorf, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, K.-H. Schmidt, C.-C. Sahm, D. Vermeulen, *Z. Phys. A* **309** (1982) 89.
- [88] G. Münzenberg, W. Reisdorf, S. Hofmann, Y. K. Agarwal, F. P. Heßberger, K. Poppensieker, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, P. Armbruster, C.-C. Sahm, D. Vermeulen, *Z. Phys. A* **315** (1984) 145.
- [89] G. Münzenberg, S. Hofmann, F. P. Heßberger, H. Folger, V. Ninov, K. Poppensieker, A. B. Quint, W. Reisdorf, H.-J. Schött, K. Sümmerer, P. Armbruster, M. E. Leino, D. Ackermann, U. Gollerthan, E. Hanelt, W. Morawek, Y. Fujita, T. Schwab, A. Türler, *Z. Phys. A* **330** (1988) 435.
- [90] G. Münzenberg, *Proc. Int. Sch.-Sem. Heavy-Ion Phys.*, Dubna, Sept. 1986; *Jt. Inst. Nucl. Res. Dubna USSR Rep. (Ob'edin. Inst. Yad. Issled. Dubna USSR Prepr.) JINR D7-87-68* (1987) 127.
- [91] G. Münzenberg, F. P. Heßberger, P. Armbruster, S. Hofmann, K.-H. Schmidt, G. Berthes, H. Folger, H. Geissel, J. G. Keller, P. Lemmertz, M. Montoya, K. Poppensieker, A. B. Quint, H.-J. Schött, I. Zychor, M. E. Leino, U. Gollerthan, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1985, GSI 86-1* (1986) 29.
- [92] S. Bjørnholm, W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A* **391** (1982) 471.
- [93] J. P. Blocki, H. Feldmeier, W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A* **459** (1986) 145.
- [94] G. Münzenberg, P. Armbruster, G. Berthes, H. Folger, F. P. Heßberger, S. Hofmann, K. Poppensieker, A. B. Quint, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, H.-J. Schött, K. Sümmerer, I. Zychor, M. Leino, U. Gollerthan, E. Hanelt, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1986, GSI 87-1* (1987) 14.
- [95] K. Sümmerer, W. Brühle, E. Jäger, K. J. Moody, M. Schädel, G. Wirth, U. W. Scherer, C. Frink, G. Herrmann, J. V. Kratz, N. Trautmann, H. Gäggeler, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt, Sci. Rep. 1985, GSI 86-1* (1986) 30.
- [96] Yu. Ts. Oganessian in N. Angert, P. Kienle (Hrsg.): *Proc. Symp. 10 Years of Uranium Beam at the Unilac*, Darmstadt, April 1986; *Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Rep. GSI 86-19* (1986) 201.
- [97] Yu. Ts. Oganessian, Yu. V. Lobanov, M. Hussonnois, Yu. P. Kharitonov, B. Gorski, O. Constantinescu, A. G. Popeko, H. Bruchertseifer, R. N. Sagaidak, S. P. Tretyakova, G. V. Buklanov, A. V. Rykhlyuk, G. G. Gulbekyan, A. A. Pleve, G. N. Ivanov, V. M. Plotko, *Proc. Int. Sch. Phys. Enrico Fermi, Course „Trends in Nuclear Physics“*, Varenna, Juni/Juli 1987, im Druck; *Jt. Inst. Nucl. Res. Dubna USSR Prepr. (Ob'edin. Inst. Yad. Issled. Dubna USSR Prepr.) JINR D7-87-392* (1987).
- [98] D. M. P. Mingos (Hrsg.): *Appendices on Provisional Nomenclature, Symbols, Terminology, and Conventions - Number 55*, International Union of Pure and Applied Chemistry, Oxford 1976.
- [99] W. C. Fernelius, K. Loening, R. M. Adams, *J. Chem. Educ.* **52** (1975) 583.
- [100] E. O. Fiset, J. R. Nix, *Nucl. Phys. A* **193** (1972) 647.
- [101] J. Randrup, S. E. Larsson, P. Möller, A. Sobiczewski, A. Lukasiak, *Phys. Scr. A* **10** (1974) 60.
- [102] G. T. Seaborg, W. Loveland, D. J. Morrissey, *Science (Washington)* **203** (1979) 711.
- [103] E. K. Hulet, R. W. Loughheed, J. F. Wild, J. H. Landrum, P. C. Stevenson, A. Ghiorso, J. M. Nitschke, R. J. Otto, D. J. Morrissey, P. A. Baisden, B. F. Gavin, D. Lee, R. J. Silva, M. M. Fowler, G. T. Seaborg, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 385.
- [104] J. D. Illige, E. K. Hulet, J. M. Nitschke, R. J. Dougan, R. W. Loughheed, A. Ghiorso, J. H. Landrum, *Phys. Lett. B* **78** (1978) 209.
- [105] R. J. Otto, D. J. Morrissey, D. Lee, A. Ghiorso, J. M. Nitschke, G. T. Seaborg, M. M. Fowler, R. J. Silva, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **40** (1978) 589.
- [106] A. Ghiorso, J. M. Nitschke, M. J. Nurmia, R. E. Leber, L. P. Somerville, S. Yashita, *Lawrence Berkeley Lab. Rep. LBL 6575* (1977) 242.
- [107] Yu. Ts. Oganessian, H. Bruchertseifer, G. V. Buklanov, V. I. Cherpigin, Choy Val Sek, B. Eichler, K. A. Gavrilov, H. Gäggeler, Yu. S. Korotkin, O. A. Orlova, T. Reetz, W. Seidel, G. M. Ter-Akopyan, S. P. Tretyakova, I. Zvara, *Nucl. Phys. A* **294** (1978) 213.
- [108] P. Armbruster, Y. K. Agarwal, W. Brühle, M. Brügger, J. P. Dufour, H. Gäggeler, F. P. Hessberger, S. Hofmann, P. Lemmertz, G. Münzenberg, K. Poppensieker, W. Reisdorf, M. Schädel, K.-H. Schmidt, J. H. R. Schneider, W. F. W. Schneider, K. Sümmerer, D. Vermeulen, G. Wirth, A. Ghiorso, K. E. Gregorich, D. Lee, M. Leino, K. J. Moody, G. T. Seaborg, R. B. Welch, P. Wilmarth, S. Yashita, C. Frink, N. Greulich, G. Herrmann, U. Hickmann, N. Hildebrand, J. V. Kratz, N. Trautmann, M. M. Fowler, D. C. Hoffman, W. R. Daniels, H. R. von Gunten, H. Dornhöfer, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 406.
- [109] R. W. Loughheed, J. H. Landrum, E. K. Hulet, J. F. Wild, R. J. Dougan, A. D. Dougan, H. Gäggeler, M. Schädel, K. J. Moody, K. E. Gregorich, G. T. Seaborg, *Phys. Rev. C* **32** (1985) 1760.
- [110] A. Ghiorso, D. C. Hoffman, E. K. Hulet, O. L. Keller, G. T. Seaborg, *Lawrence Berkeley Lab. Rep. PUB 5118* (1986).
- [111] H. Freisleben, J. V. Kratz, *Phys. Rep.* **106** (1984) 1.
- [112] G. N. Flerov, Yu. Ts. Oganessian, *Proc. Moscow Symp. Chem. Transuranium Elements, J. Inorg. Nucl. Chem. Suppl.* **1976**, 131.
- [113] G. N. Flerov, *Proc. Int. Conf. React. Complex Nucl. (Nashville)* **1974**, 459.
- [114] H. Gäggeler, W. Brühle, H. Ahrens, H. Folger, G. Franz, J. V. Kratz, M. Schädel, I. Warnecke, G. Wirth, N. Trautmann, G. Herrmann, N. Kaffrell, P. Peuser, G. Tittel, M. Weber, M. Zendel, *Z. Phys. A* **286** (1978) 419.
- [115] M. Schädel, J. V. Kratz, H. Ahrens, W. Brühle, G. Franz, H. Gäggeler, I. Warnecke, G. Wirth, G. Herrmann, N. Trautmann, M. Weis, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 469.

- [116] K. D. Hildenbrand, H. Freiesleben, F. Pühlhofer, W. F. W. Schneider, R. Bock, D. von Harrach, H. J. Specht, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1065.
- [117] H. Freiesleben, K. D. Hildenbrand, F. Pühlhofer, W. F. W. Schneider, R. Bock, D. von Harrach, H. J. Specht, *Z. Phys. A* **292** (1979) 171.
- [118] D. C. Aumann, H. Faleschini, L. Friedmann, D. Weismann, *Phys. Lett. B* **82** (1979) 361.
- [119] H. Jungclas, D. Hirdes, R. Brandt, P. Lemmertz, E. Georg, H. Wollnik, *Phys. Lett. B* **79** (1978) 58.
- [120] D. Hirdes, H. Jungclas, R. Brandt, P. Lemmertz, R. Fass, H. Wollnik, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt. Annu. Rep.* **1978**, GSI 79-11 (1979) 71.
- [121] H. Gäggeler, N. Trautmann, W. Bröchle, G. Herrmann, J. V. Kratz, P. Peuser, M. Schädel, G. Tittel, G. Wirth, H. Ahrens, H. Folger, G. Franz, K. Sümmerer, M. Zendel, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1824.
- [122] H. Gäggeler, W. Bröchle, J. V. Kratz, M. Schädel, K. Sümmerer, W. Weber, G. Wirth, G. Herrmann, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **188** (1981) 367.
- [123] J. V. Kratz, W. Bröchle, H. Folger, H. Gäggeler, M. Schädel, K. Sümmerer, G. Wirth, N. Greulich, G. Herrmann, U. Hickmann, P. Peuser, N. Trautmann, E. K. Hulet, R. W. Loughheed, J. M. Nitschke, R. L. Ferguson, R. L. Hahn, *Phys. Rev. C* **33** (1986) 504.
- [124] M. Schädel, W. Bröchle, H. Gäggeler, J. V. Kratz, K. Sümmerer, G. Wirth, G. Herrmann, R. Stakemann, G. Tittel, N. Trautmann, J. M. Nitschke, E. K. Hulet, R. W. Loughheed, R. L. Hahn, R. L. Ferguson, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 852.
- [125] T. Lund, D. Hirdes, H. Jungclas, D. Molzahn, P. Vater, R. Brandt, P. Lemmertz, R. Fass, H. Wollnik, H. Gäggeler, *Z. Phys. A* **303** (1981) 115.
- [126] A. Sobiczewski, Z. Patyk, S. Cwiok, *Phys. Lett. B* **186** (1987) 6.
- [127] P. Möller, G. A. Leander, J. R. Nix, *Z. Phys. A* **323** (1986) 41.
- [128] S. Cwiok, V. V. Pashkevich, J. Dudek, W. Nazarewicz, *Nucl. Phys. A* **410** (1983) 254.
- [129] A. Bohr, Diskussionsbemerkung in *Phys. Scr. A* **10** (1974) 52.
- [130] P. Möller, J. R. Nix, *Atom. Nucl. Data Tables*, im Druck.
- [131] J. P. Balagna, G. P. Ford, D. C. Hoffman, J. D. Knight, *Phys. Rev. Lett.* **26** (1971) 145.
- [132] E. K. Hulet, J. F. Wild, R. J. Dougan, R. W. Loughheed, J. H. Landrum, A. D. Dougan, M. Schädel, R. L. Hahn, P. A. Baisden, C. M. Henderson, R. J. Dupzyk, K. Sümmerer, G. R. Bethune, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 313.
- [133] P. Möller, J. R. Nix, W. J. Swiatecki, *Nucl. Phys. A* **469** (1987) 1.
- [134] H. Gäggeler, W. Bröchle, M. Brügger, M. Schädel, K. Sümmerer, G. Wirth, J. V. Kratz, M. Lerch, T. Blaich, G. Herrmann, N. Hildebrand, N. Trautmann, D. Lee, K. J. Moody, K. E. Gregorich, R. B. Welch, G. T. Seaborg, D. C. Hoffman, W. R. Daniels, M. M. Fowler, H. R. von Gunten, *Phys. Rev. C* **33** (1986) 1983.
- [135] A. De Rújula, *Nucl. Phys. A* **434** (1985) 605c.
- [136] A. De Rújula, S. L. Glashow, *Nature (London)* **312** (1984) 734.
- [137] E. Witten, *Phys. Rev. D* **30** (1984) 272.
- [138] K. Lützenkirchen, S. Polikanov, G. Herrmann, M. Overbeck, N. Trautmann, A. Breskin, R. Chechik, Z. Fraenkel, *Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt. Sci. Rep.* **1986**, GSI 87-1 (1987) 16.
- [139] M. Brügger, K. Lützenkirchen, S. Polikanov, G. Herrmann, M. Overbeck, N. Trautmann, A. Breskin, R. Chechik, Z. Fraenkel, U. Smilansky, *Nature (London)*, im Druck.