

Sub-barrier Fusion of  $^{40}\text{Ar}$  and  $^{144,148,154}\text{Sm}$ 

R.G. Stokstad, GSI Darmstadt and ORNL Oak Ridge

K.D. Hildenbrand, J.V. Kratz, G. Wirth, W. Reisdorf, GSI Darmstadt

R. Lucas, J. Poitou, CEN Saclay

In order to investigate the influence of static nuclear deformations and of dynamic effects on the fusion threshold, total evaporation residue cross sections have been measured for the reaction  $^{40}\text{Ar}$  onto  $^{144,148,154}\text{Sm}$  in the energy range from 3.6 to 4.5 MeV/u. In a small irradiation chamber all reaction products were collected a few cm behind the target in a stack of 3 Al foils, the evaporation residues being selectively caught in the second one. Cross sections were obtained by an elaborate off-line K X-ray analysis of the decay chains, using known spectroscopic properties of the evaporation products<sup>1)</sup>. The measured excitation functions are shown in fig. 1, the lines are only to guide the eye; absolute errors are estimated to be smaller than 20 %.

Since the striking differences in absolute cross sections at higher energies were attributed to fission of the corresponding Hg compound nuclei the fusion-fission cross section was measured at various energies in an additional experiment using a ionization chamber. The results (Table 1) show that  $\sigma_{\text{FF}}$  indeed is an important contribution; the ratio  $\sigma_{\text{FF}}/(\sigma_{\text{FF}} + \sigma_{\text{ER}})$  increases from .40 to .80 between  $^{154}\text{Sm}$  and  $^{144}\text{Sm}$ . When trying to calculate  $\sigma_{\text{FF}}$  this trend could only be reproduced by assuming a much faster drop of the fission barrier with decreasing compound nucleus mass than predicted by the liquid drop model in accordance with results from an  $^{102}\text{Ru}$  ( $^{86}\text{Kr}, \text{xn}$ ) experiment<sup>2)</sup>. As a consequence the correction for fission competition is important even at rather low c.m. energies in the case of  $^{144}\text{Sm}$  whereas for  $^{154}\text{Sm}$  the total fusion cross section below  $E_{\text{c.m.}} = 125$  MeV seems to be given by  $\sigma_{\text{ER}}$  to an accuracy within the error bars. These corrections have been included in figs. 2 and 3, where the total fusion cross section for the two systems is shown. The curves represent preliminary calculations of  $\sigma_{\text{fus}}$  using WKB method and a nuclear potential of proximity type. Whereas for  $^{144}\text{Sm}$  the data can be reproduced by a spherical potential (solid curve), the same potential (scaled by  $A^{1/3}$ ) underestimates  $^{154}\text{Sm}$  at low energies by at least one order of magnitude (dashed line). Using the potential of an ellipsoidal nucleus with deformations comparable to those calculated from the known charge quadrupole moment of  $^{154}\text{Sm}$  one can account for the discrepancy (solid curve in fig. 3). Thus the influence of the deformation on  $\sigma_{\text{fus}}$  seems to

be evident. The question to which extent dynamic effects are involved needs further investigations.

- 1) R.G. Stokstad et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 465
- 2) W. Reisdorf et al., contrib. to this report.

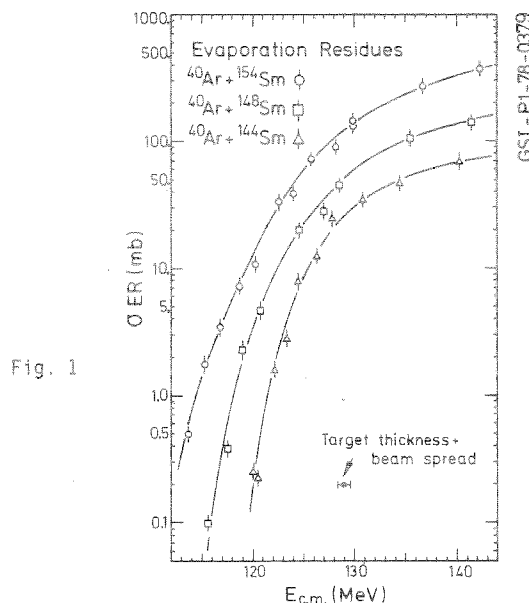
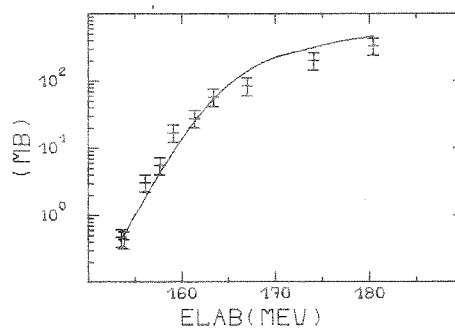
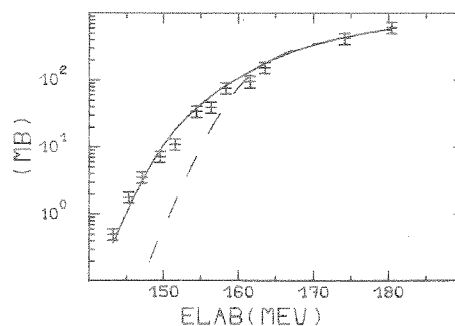


Fig. 1

FIG.2 FUSION  $^{40}\text{AR}+^{144}\text{SM}$ FIG.3 FUSION  $^{40}\text{AR}+^{154}\text{SM}$ 

| $^{40}\text{Ar}$ on            | $^{144}\text{Sm}$ |        |        | $^{148}\text{Sm}$ |        |        | $^{154}\text{Sm}$ |        |
|--------------------------------|-------------------|--------|--------|-------------------|--------|--------|-------------------|--------|
| $E_{\text{c.m.}}/\text{MeV}$   | 130.7             | 136.3  | 141.2  | 131.5             | 137.5  | 142.0  | 138.2             | 143.2  |
| $\sigma_{\text{FF}}/\text{mb}$ | 50±8              | 150±20 | 260±20 | 20±13             | 115±30 | 250±30 | 120±20            | 240±20 |
| $\sigma_{\text{ER}}/\text{mb}$ | 35±6              | 55±10  | 70±15  | 70±12             | 120±20 | 150±25 | 300±50            | 380±60 |

Evaporation Residue Excitation Functions for Fusion of  $^{84}\text{Kr}$  with  $^{45}\text{Sc}$ R. Lucas, J. Poitou, J. Girard, M. Boloré, M. F. Gouard  
DPHN/MF, CEN Saclay, FranceG. Wirth, J. V. Kratz, W. Bröchle  
GSI Darmstadt

In a preceding experiment<sup>1</sup> evaporation residue excitation functions for fusion of  $^{63}\text{Cu}$  with  $^{65}\text{Cu}$  at  $51.5 \leq E^* \leq 105$  MeV were studied using a thick target-catcher foil technique<sup>2</sup> and off-line X-ray and  $\gamma$ -ray identification of the evaporation residues. Besides the determination of the fusion barrier parameters and information on the limitation of  $\sigma_{\text{ER}}$  by fission this experiment allowed to detect a final probability for the compound nucleus  $^{128}\text{Ce}^*$  to evaporate a single nucleon at an excitation energy of about 55 MeV. Similar results were obtained by Della Negra et al.<sup>3</sup> and were tentatively assigned to a pre-equilibrium process. An alternative interpretation would be that such events are connected with the highest spin states in the reaction. After evaporation of a single nucleon the residual nucleus would then be in the vicinity of the yrast line and could only further de-excite by  $\gamma$ -ray emission. This could be checked by fusion of  $^{84}\text{Kr}$  with  $^{45}\text{Sc}$  which produces the neighboring compound nucleus  $^{129}\text{La}^*$  at lower angular momenta at a given excitation energy than the Cu + Cu experiment. Possible differences in the evaporation process at energies where the fission probability remains negligible will then be attributed to the high angular momentum region in the Cu + Cu experiment.

A  $5.8 \text{ mg/cm}^2$   $^{45}\text{Sc}$  target was bombarded by 496 MeV  $^{84}\text{Kr}$  ions and the evaporation residues of the compound nucleus  $^{129}\text{La}^*$  were stopped (sorted according to their final velocity and thus according to their initial excitation energy<sup>1,2</sup>) in a stack of Al-foils. The range of excitation energies was  $58 \leq E^* \leq 130$  MeV. Though the data require final absolute normalization, several conclusions can already be drawn. Fig. 1 shows the measured excitation function compared to model predictions by Ngö<sup>4</sup> and Bass<sup>5</sup>; the fission competition is calculated using rotating liquid drop barriers and 90 % fission probability. Finally, results of the code ALICE are indicated. The behaviour of the data is rather comparable to the Cu + Cu system. The measured mass distribution of the evaporation residues (Fig. 2) shows no indication for an isotope of  $A=128$  (single nucleon evaporation). The minimum excitation energy of 58 MeV is in the domain where one nucleon evaporation was observed in the Cu + Cu experiment. This difference might be a good indication for the fact that the "single nucleon" is evaporated in a statistical cascade leaving the residual nucleus in a high angular momentum state near the yrast line.

- <sup>1</sup>R. Lucas et al., Nucl. Phys., in press
- <sup>2</sup>J. Poitou et al., Nucl. Inst. Meth. **153**, 181 (1978)
- <sup>3</sup>S. Della Negra et al., Z. Physik **A282**, 65 (1977)
- <sup>4</sup>C. Ngö et al., Nucl. Phys. **A240**, 353 (1975)
- <sup>5</sup>R. Bass, Phys. Lett. **47B**, 139 (1973)

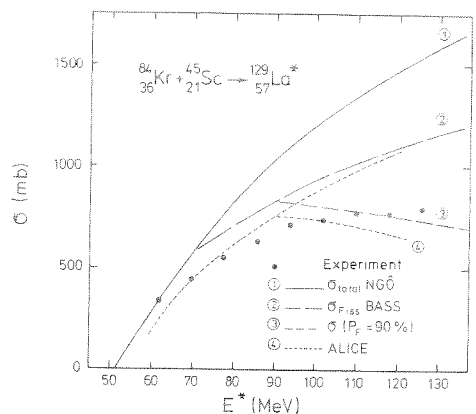


Fig. 1: Evaporation residue excitation function for  $^{84}\text{Kr} + ^{45}\text{Sc} \rightarrow ^{129}\text{La}^*$  compared with results of theoretical calculations, see text.

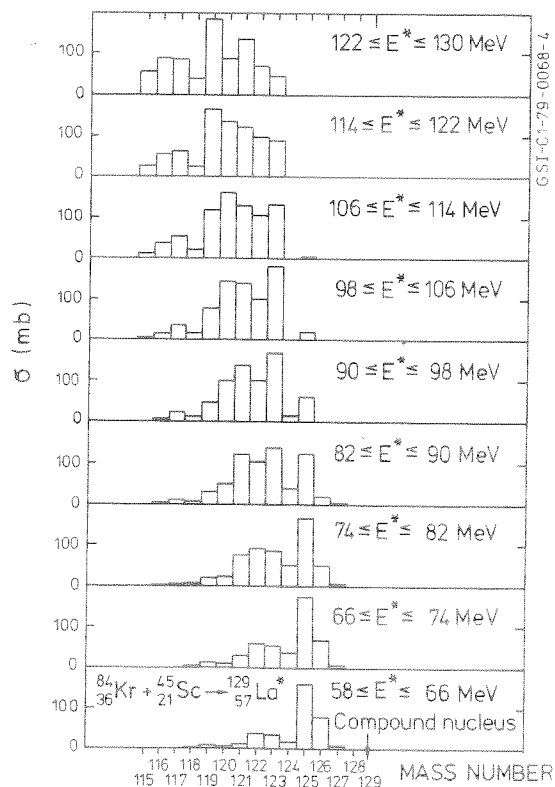


Fig. 2: Mass distribution of evaporation residues from  $^{129}\text{La}^*$  in the different catcher foils.

Second moments of N/Z-distributions in damped collisions of  $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$

J. Poitou, R. Lucas  
DPH/MF, CEN Saclay, France

J. V. Kratz, W. Brüche, H. Gäggeler, M. Schädel, G. Wirth  
GSI Darmstadt

Cross sections  $d^2\sigma/dZdA$  in the collision of  $\sim 900$  MeV  $^{132}\text{Xe}$ -ions with thin  $^{197}\text{Au}$  targets were measured using chemical separations of the Au-like products and  $\gamma$ -ray spectroscopy. For elements more than two charge units removed from the target Z, gaussian isotope distributions are observed with variances of the order of  $\sigma_A^2 = 4.5 \text{ amu}^2$ . These widths result from the pre-neutron emission width  $\sigma_A$ , and a substantial contribution from a dispersion in excitation energies  $\sigma_E$  which leads to a spread in the number of neutrons evaporated from each primary fragment. In order to be able to correct for this broadening, we measured cross sections as a function of Z, A and TKE-loss using catcher foil techniques and off-line X-ray and  $\gamma$ -ray identification. Preliminary results of this experiment were reported earlier<sup>1</sup>. For each isotope the distribution in laboratory angles and velocities was fitted with a 5<sup>th</sup> order polynomial and transformed into the centre of mass system using two-body kinematics. This process involved iterative corrections for neutron-evaporation and derived for each secondary A, Z the most probable excitation energy  $\langle E \rangle$ . Each isotope is characterized by a sharp peak in the excitation energy vs.  $\Theta_{\text{cm}}$  plane. Quasi-elastic products including  $^{198g}\text{Au}$  ( $2^-$ ),  $^{196g}\text{Au}$  ( $2^-$ ) and  $^{197}\text{Pt}$  are observed with excitation energies of 2-3 MeV. Other products including  $^{198m}\text{Au}$  ( $12^-$ ) and  $^{196m}\text{Au}$  ( $12^-$ ) are formed with much higher excitation energies. Generally the most neutron-deficient isotopes of a given element are associated with the highest  $\langle E \rangle$  and increasing excitation energies are observed for products further and further removed from the target Z. Fig. 1a shows the integral cross sections for Au-isotopes and their average excitation energies. For the damped component  $\langle E \rangle$  is a linear function of A for each element. Quasi-elastic products do not follow this general systematics. These data were used to reconstruct the primary yield distribution  $P(A', Z, E)$  in the vicinity of Au, and the distribution  $P(Z)$  for fixed primary mass  $A'$  and fixed E was calculated. Fig. 2 shows the resulting charge variances  $\sigma_Z^2$ . If  $\sigma_Z^2$  is the result of zero-point motion of the giant E1 mode, a constant variance  $\sigma_Z^2 = \frac{\hbar\omega}{2c} \approx 1.35 \text{ (charge units)}^2$  (see Fig. 2) is expected if the relevant phonon energy is calculated according to Moretto<sup>2</sup>. Here c is the curvature of the potential. However, this estimate of  $\hbar\omega$  ignores that the inertia should sensitively depend on the constriction of the neck between the touching frag-

ments. In fact, very small charge vibration energies can be expected at scission.<sup>3</sup> Then, it is likely that  $\sigma_Z^2$  is governed by the temperature and the potential and is given by  $\sigma_Z^2 = T/c$  which is in agreement with the data (see Fig. 2).

<sup>1</sup>M. Boloré et al., GSI-J-1-78 (1978), p. 39

<sup>2</sup>L. G. Moretto et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 563 (1979)

<sup>3</sup>W. E. Updegraff et al., Nucl. Phys. **A161**, 191 (1971)

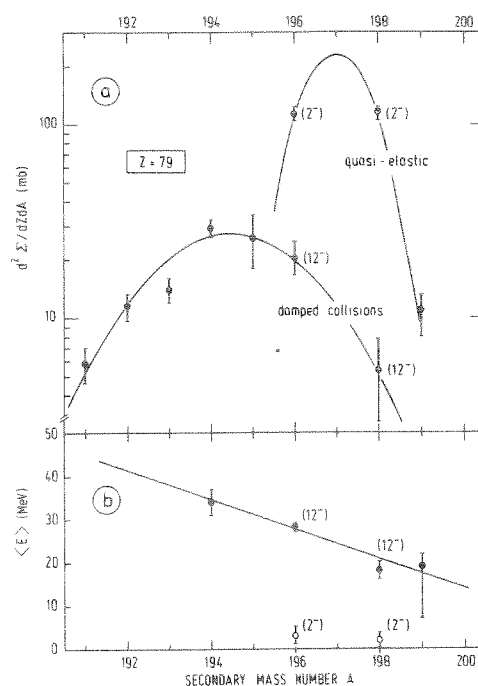


Fig. 1: (a) Cross sections and (b) heavy fragment excitation energies  $\langle E \rangle$  for Au-isotopes

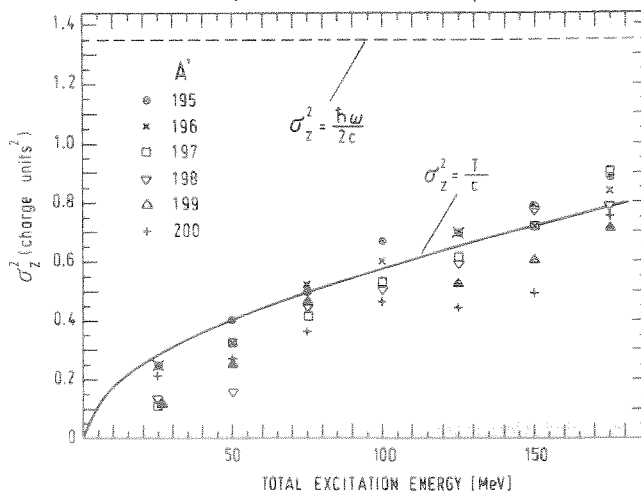


Fig. 2: Charge variances at fixed mass asymmetry

Energieabhängigkeit der Ladungs- und Massenverteilung der Reaktion  $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ 

W. Brüchle, H. Gäggeler-Koch, H. Gäggeler, J. V. Kratz, M. Schädel, G. Wirth

GSI Darmstadt

M. Weis

Institut für Kernchemie, Universität Mainz

Um die Abhängigkeit der Lage und Breite von Nuklidverteilungen und der integralen Produktverteilungen von der Einschussenergie zu studieren, wurden  $900 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{197}\text{Au}$  Targets mit  $^{132}\text{Xe}$ -Ionen von 686 MeV, 890 MeV und 1003 MeV bestrahlt und die Produkte in einem dicken Al-Catcher direkt hinter dem Target abgebremst. Die Au-ähnlichen Produkte wurden in 14 chemische Fraktionen getrennt und ihre Querschnitte  $d^2\sigma/dZdA$  wurden durch  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Spektroskopie bestimmt. Diese Querschnitte wurden in der üblichen Weise zur Definition einer Querschnittsfläche über der Z-A-Ebene benutzt. Während die N/Z-Verteilungen des quasielastischen Kanals weder in der Lage, noch in ihrer Breite eine Energieabhängigkeit aufweisen (siehe Tabelle), verschieben sich für Produkte aus gedämpften Kollisionen die ersten Momente der Isotopenverteilungen bei gegebenem Z mit wachsender Einschussenergie zu kleineren Massen. Gleichzeitig ist eine deutliche Verbreiterung der Isotopenverteilungen feststellbar. Die Verschiebung der ersten Momente ist mit der Vorstellung einer raschen Thermalisierung, der Aufteilung der Anregungsenergie auf die Fragmente im Verhältnis ihrer primären Massen und nachfolgender Neutronenemission verträglich. Die Verbreiterung spiegelt den bei hohen Energien immer größer werdenden Bereich möglicher Energieverluste (von teilweise gedämpften bis ganz gedämpften Kollisionen) wider, der zu einer erheblichen Dispersion in der Zahl der von den primären Fragmenten abgedampften Neutronen führt. Eine quantitative Analyse der zweiten Momente wurde bisher bei der mittleren Energie durchgeführt<sup>1</sup>. Interessant ist das Verhalten der integralen Z-Verteilungen, die in der Abbildung dargestellt sind. Wie bereits mit dicken Targets bei  $\leq 5.9$  MeV/u festgestellt wurde<sup>2</sup>, gibt es im System Xe + Au schon bei niedrigen Einschussenergien Hinweise auf eine Massendrift zur Symmetrie, die sich mit wachsender Energie verstärkt: Bei unverändertem  $\langle Z \rangle$  nehmen die Elementausbeuten für  $Z < 79$  stark zu, während die Elementausbeuten für  $Z > 81$  bei allen Energien praktisch parallel verlaufen. Hier könnten allerdings sequentielle Spaltprozesse zu einer Verfälschung der Querschnitte führen, was sich beim Vergleich mit den von Russo et al.<sup>3</sup> gemessenen  $d\sigma/dZ$ -Daten für die Xe-ähnlichen Fragmente (siehe Abbildung) andeutet. Eine Anwendung der für das System Kr + Er sehr erfolgreichen phänomenologischen Theorie dissipativer Prozesse<sup>4</sup> auf das System Xe + Au sollte zeigen, ob die Energieabhängigkeit der Diffusionskonstanten und insbesondere die Zeitabhängigkeit des Driftkoeffizienten richtig wiedergegeben werden. Eine

Erweiterung dieser Experimente zu noch höheren Energien ist geplant.

- 1 J. Poitou et al., dieser Bericht, S. 15
- 2 J. V. Kratz et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 984 (1977)
- 3 P. Russo et al., Phys. Lett. **67B**, 155 (1977)
- 4 C. Riedel et al., Z. Physik **A290**, 47 (1979)

| $\bar{E}_{\text{lab}}$<br>[MeV/u] | QE    |      |                     | DI    |      |                     |
|-----------------------------------|-------|------|---------------------|-------|------|---------------------|
|                                   | $A_p$ | FWHM | $\sigma(\text{mb})$ | $A_p$ | FWHM | $\sigma(\text{mb})$ |
| 5.1                               | 197.1 | 2.0  | 55                  | 196.4 | 3.0  | 5.7                 |
| $\leq 5.9$                        | 197.1 | 2.0  | 148                 | 195.0 | 3.9  | 53                  |
| 6.7                               | 197.0 | 2.0  | 247                 | 194.5 | 4.8  | 133                 |
| 7.5                               | 196.9 | 2.0  | 355                 | 194.2 | 5.4  | 180                 |

Tabelle: Wahrscheinlichste Masse  $A_p$  und Halbwertsbreite der Au-Isotopenverteilungen ( $Z=79$ ) für quasielastische (QE) und gedämpfte Kollisionen (DI)

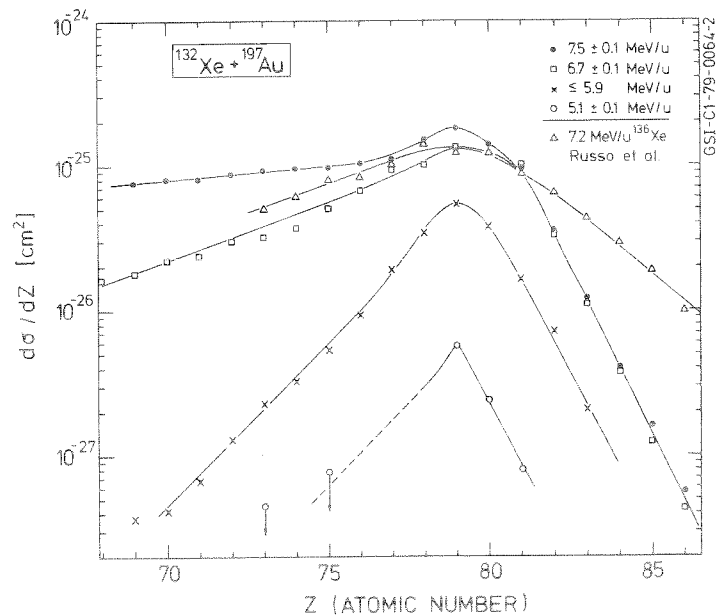


Abb.: Elementausbeuten der Au-ähnlichen Fragmente. Die quasi-elastische Komponente ist eliminiert. Zum Vergleich sind die für 7.2 MeV/u  $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$  gemessenen Querschnitte<sup>3</sup> (normiert) der Xe-ähnlichen Fragmente eingetragen.

Anregungsfunktion für Transplutoniumelemente in der Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ M. Schädel<sup>†</sup>, W. Brüche, B. Haefner, G. Herrmann<sup>†</sup>, J. V. Kratz, W. Schorstein, G. Wirth  
GSI Darmstadt

Die Untersuchung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma(Z,A)$  in der Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  mit dicken Targets bei  $\leq 7.5$  MeV/u wurde abgeschlossen. Mit empirischen  $\Gamma_n/\Gamma_f$ -Verhältnissen und Abschätzungen der Fragment-Massen- und Energieverteilungen, die aus den gemessenen Isotopenverteilungen der komplementären leichten Elemente gewonnen wurden, konnten die gemessenen Querschnitte der Transplutoniumisotope rechnerisch reproduziert werden. Dabei konnte gezeigt werden, daß die überlebenden schweren Aktiniden in den niederenergetischen Ausläufern der Energieverteilung gedämpfter Kollisionen gebildet werden.<sup>1</sup> Weiterführend wurden, wiederum mit radiochemischen Methoden<sup>2</sup>, in der Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  die Bildungsquerschnitte von Isotopen der Elemente Cm, Cf, Es und Fm bei Einschubenergien von 6.49 MeV/u, 6.84 MeV/u und 8.65 MeV/u in dicken Targets bestimmt. Die Isotopenverteilung für Z=98 bei vier verschiedenen Einschubenergien ist in Abb. 1 gezeigt, wo mittlere, integrale Bildungsquerschnitte der Cf-Isotope für den Energiebereich zwischen Einschubenergie E und der Coulombbarriere  $B=6.13$  MeV/u dargestellt sind. Es resultieren gaußförmige Isotopenverteilungen von 3.3 amu Halbwertsbreite. Sie sind breiter als typische Verteilungen der quasielastischen Reaktionskomponente (2.4 amu FWHM) und schmäler als die Isotopenverteilungen der leichten komplementären Produkte aus gedämpften Kollisionen. Weder die ersten noch die zweiten Momente zeigen eine Energieabhängigkeit. Dies gilt auch für die Isotopenverteilungen bei Es und Fm. Durch Differenzbildung der mittleren, integralen Isotopenquerschnitte bei verschiedenen Einschubenergien und unter Berücksichtigung der speziellen Bedingungen des dicken Targets wurden mittlere, differentielle Bildungsquerschnitte berechnet. Die daraus erhaltenen Anregungsfunktionen für Cf-Isotope mit A=248, 250, 252 und 254 sind in Abb. 2 gezeigt. Als gemeinsames Ergebnis dieser Anregungsfunktionen ergibt sich folgendes: 1.) Ein Anstieg der Bildungsquerschnitte bis etwa  $E_{lab} = 7$  MeV/u und danach ein Absinken mit bisher schlecht definierter Steilheit. Die großen Unsicherheiten der differentielle Querschnitte werden durch die Differenzbildung verursacht. Weitere Experimente mit dünnen Targets sollen den Verlauf bei höheren Energien genauer festlegen. 2.) Die Breite der Anregungsfunktion bei halber Höhe beträgt etwa  $E_{lab} = 200$  MeV. Sie ist unabhängig von der Masse des Reaktionsprodukts.

Qualitativ wird der gleiche Verlauf der Anregungsfunktion durch das Diffusionsmodell<sup>3</sup> vorhergesagt, wobei  $d^2\sigma/dZdE$ -Querschnitte für die Bildung primärer Fragmente bei Anregungsenergien  $E=30$  MeV als repräsentativ

angesehen werden.

Der Anstieg der Bildungswahrscheinlichkeit primärer Fragmente mit wachsender Einschubenergie, entsprechend der Zunahme des geometrischen Reaktionsquerschnittes, führt aber nicht zur vermehrten Bildung überlebender schwerer Kerne, da die integrale Spaltwahrscheinlichkeit offenbar schneller zunimmt als die primären Produktionsraten. Eine quantitative Interpretation der Anregungsfunktion mit Hilfe des Diffusionsmodells steht noch aus.

<sup>1</sup>M. Schädel et al. Phys. Rev. Lett. **41**, 469 (1978)

<sup>2</sup>M. Schädel et al. Radiochim. Acta **25**, 111 (1978)

<sup>3</sup>C. Riedel, private Mitteilung (1979)

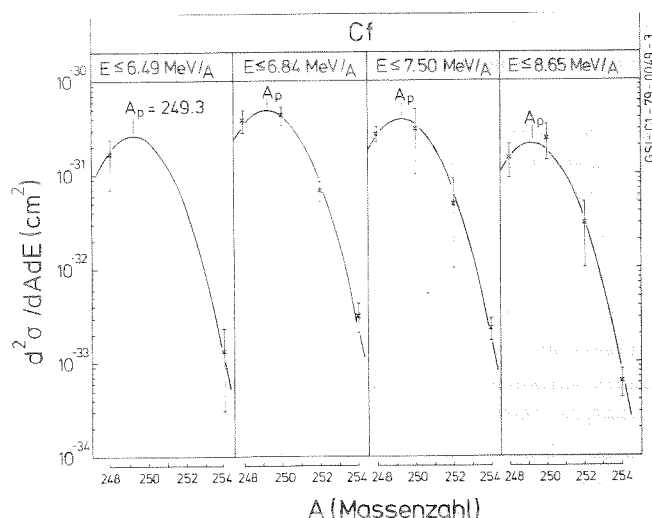


Abb. 1: Isotopenverteilungen für Z=98 bei vier verschiedenen Einschubenergien im dicken Target.

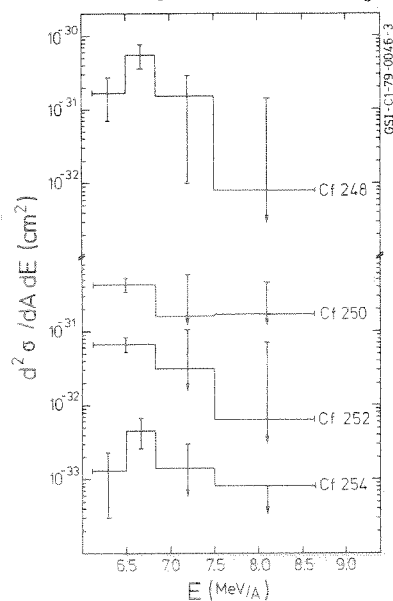


Abb. 2: Mittlere, differentielle Bildungsquerschnitte für Cf-Isotope in der Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

<sup>†</sup>auch Institut für Kernchemie, Universität Mainz

Suche nach superschweren Elementen in der Reaktion  $^{238}\text{U}$  mit  $^{238}\text{U}$  <sup>B</sup>

N. Trautmann, G. Herrmann<sup>†</sup>, P. Peuser, G. Tittel, M. Zündel  
 Institut für Kernchemie, Universität Mainz

H. Gäggeler, H. Ahrens, W. Brüchele, J.V. Kratz, M. Schädel, G. Wirth  
 GSI Darmstadt

Die am System von  $^{136}\text{Xe}$  auf  $^{238}\text{U}$  mittels chemischer Methoden durchgeführte Suche nach langlebigen superschweren Elementen<sup>1</sup> wurde auf die Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  ausgedehnt. Die Gründe, diese Target-Projektilkombination als Möglichkeit zur Herstellung schwerster Elemente anzusehen, seien kurz zusammengefaßt: a) In dieser Reaktion wurden hohe Wirkungsquerschnitte für den Transfer vieler Protonen beobachtet<sup>2</sup> (z.B.  $\sigma=10^{-28}\text{cm}^2$  für  $Z=70$  bei  $E<7,5\text{ MeV/u}$ ); b) für das System  $^{238}\text{U} - ^{238}\text{U}$  ergaben sich bei gegebenem  $Q$ -Wert höhere  $\sigma_Z^2$ -Werte als in vergleichbaren Reaktionen<sup>3</sup>; c) die Aktinidenquerschnitte sind wesentlich höher als z.B. in der Reaktion  $^{136}\text{Xe}$  oder  $^{208}\text{Pb}$  auf  $^{238}\text{U}$ <sup>2,4</sup>; d) theoretische Berechnungen mit dem Diffusionsmodell<sup>5</sup> ergeben für  $Z=114$  bei einer Anregungsenergie von 30 MeV Wirkungsquerschnitte von ca.  $10^{-34}\text{cm}^2$ ; und e) das hohe  $N/Z$ -Verhältnis dieser Kombination führt zu neutronenreichen Produkten; z.B. wird für  $Z=114$  nach der  $Q_{\text{gg}}$ -Systematik eine wahrscheinlichste Masse  $A_{\text{p}}^1=295$  abgeschätzt.

Bei den Experimenten wurden dicke Urantargets mit bis zu  $6 \cdot 10^{11}$  p/s und einer Einschubenergie von 8,6 MeV/u bestrahlt und anschließend, wie in Ref.<sup>1</sup> beschrieben, chemisch aufgearbeitet. Dabei wurden zwei verschiedenartige chemische Methoden<sup>1</sup> eingesetzt. Die erste Methode (Lösungschemie) basiert auf der vorausgesagten Bildung starker Bromidkomplexe der Elemente  $Z=108-116$  und die zweite (Gaschemie) auf der Flüchtigkeit der Elemente  $Z=112-118$ . Die Schlußpräparate wurden auf dünnen Folien abgeschieden und zwischen 2 Sperrschichtdetektoren auf koinzidente Spaltfragmentpulse untersucht. In der Tabelle sind die durchgeführten Experimente sowie die Meßergebnisse

Tabelle: Durchgeführte Experimente zur Suche nach langlebigen superschweren Elementen bei  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

| Nr. | chem.Methode  | Teilchenintegral    | Meßdauer | gemessene Koinzidenzen |
|-----|---------------|---------------------|----------|------------------------|
| 1   | Lösungschemie | $5 \cdot 10^{15}$   | 51 d     | 0                      |
| 2   | Gaschemie     | $7 \cdot 10^{15}$   | 275 d    | 2                      |
| 3   | Gaschemie     | $3,5 \cdot 10^{16}$ | 117 d    | 1                      |
| 4   | Gaschemie     | $4 \cdot 10^{16}$   | 220 d    | 0                      |

zusammengestellt. In Versuch Nr. 2 wurde 11 Tage nach Bestrahlungsende eine erste Koinzidenz mit  $\text{TKE}>210\text{ MeV}$  und nach 114 Tagen eine zweite Koinzidenz mit  $\text{TKE}>160\text{ MeV}$  gemessen. Die angegebenen Werte enthalten Korrekturen für den Mindest-Energieverlust der Spaltfragmente in der  $1\mu\text{m}$  Ni-Folie ( $\Delta E=30\text{ MeV}$ ) sowie in den Sperrschichtdetektoren ( $\Delta E=8\text{ MeV}$ ). Dieses Experiment wurde zweimal mit wesent-

lich erhöhter Dosis wiederholt. Hierbei wurden die Spaltfragmentdetektoren in einem mit  $30\text{ }^3\text{He}$  Zählrohren bestückten Neutronenzähler untergebracht, um koinzidente Spaltneutronen miterfassen zu können. Beim Experiment Nr. 3 wurde 24 Tage nach Bestrahlungsende eine Koinzidenz zwischen einem Spaltfragmentpuls von 89 MeV und einem Neutron gemessen. Im Experiment Nr. 4 mit der höchsten jemals erreichten  $^{238}\text{U}$  Dosis wurde jedoch kein Ereignis beobachtet. In der Abbildung sind die aus Experiment Nr. 1 und Nr. 4 erhaltenen oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte (95 % Vertrauensgrenze) als Funktion der Halbwertszeit dargestellt. Gleichzeitig sind die in Refs.<sup>3,6</sup> angegebenen Grenzwerte, die aus Gasjet resp. Zählerexperimenten stammen, eingezeichnet.

<sup>1</sup>H. Gäggeler et al., Z.Physik, **A286**, 419 (1978) und W. Brüchele et al., Jahresbericht 1977, GSI-J-1-78, S. 179

<sup>2</sup>M. Schädel et al., Phys.Rev.Lett. **41**, 469 (1978)

<sup>3</sup>K.H. Hildenbrand et al., Phys.Rev.Lett., **39**, 1065 (1977)

<sup>4</sup>T. Lund et al., dieser Jahresbericht, S.

<sup>5</sup>C. Riedel et al., GSI-Preprint-1-79

<sup>6</sup>D. Hirdes et al., dieser Jahresbericht, S.

<sup>7</sup>W. Weber et al., dieser Jahresbericht, S.

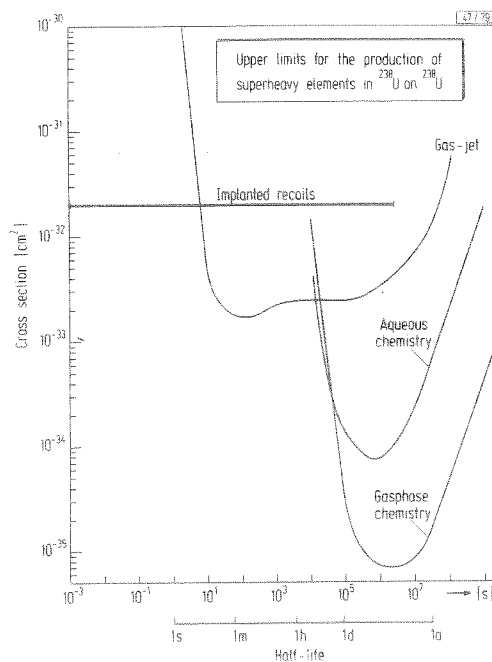


Abbildung: Obere Grenzen für den Bildungsquerschnitt superschwerer Elemente in der Reaktion  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

<sup>†</sup> Auch GSI Darmstadt

Kontinuierliche thermochromatographische Trennung von Radionukliden unter Normaldruck und im Vakuum G

N. Greulich, U. Hickmann, N. Trautmann  
 Institut für Kernchemie, Universität Mainz

H. Gäggeler  
 GSI Darmstadt

Kontinuierliche thermochromatographische Methoden eignen sich zur Isolierung kurzlebiger Nuklide aus komplexen Reaktionsproduktgemischen. Die "on-line" Arbeitsweise wird durch Ankopplung der thermochromatographischen Trennstufe an einen Gasjet ermöglicht. Bisher wurden solche Anordnungen zur Auftrennung von Spaltproduktbromiden<sup>1</sup> und Chloriden<sup>2</sup>, die durch Umsetzung mit Brom bzw. Tetrachlorkohlenstoff unter Normaldruck gebildet wurden, herangezogen. Um die Geschwindigkeit des Stofftransports noch zu erhöhen, ist eine Druckerniedrigung in der thermochromatographischen Säule zweckmäßig<sup>3</sup>.

Wir haben die Verflüchtigung von Spaltprodukten als Modellsubstanzen mit verschiedenen chlorierenden Gasen, den Einfluß einiger Versuchsparameter auf die Abscheidungstemperaturen sowie die Möglichkeit der kontinuierlichen Auftrennung von Spaltprodukten im Vakuum untersucht.

Mit einem  $KCl/N_2$ -Jet<sup>4</sup> wurden die Spaltprodukte von der Bestrahlungsposition im TRIGA Reaktor Mainz zur thermochromatographischen Säule (Quarzrohr von 4 mm Ø, gefüllt mit Quarzsand) transportiert. Die Säule befand sich in einem Ofen mit linearem negativem Temperaturgradienten ( $-16,6^\circ/cm$ ); über ein T-Stück wurden die Chlorierungsmittel ( $Cl_2, HCl, SOCl_2$  und  $CCl_4$ ) zugeführt. Als Beispiel ist in Abb.1 die gemessene Aktivitätsverteilung entlang des Rohres und in der nachgeschalteten Aktivkohlefaller bei Verwendung von  $Cl_2+N_2$  (1:4) als Reaktivgas dargestellt. Die unter diesen Bedingungen nicht flüchtigen Spaltprodukte (Sr, Ba, La) verbleiben auf der Quarzwatte. Die Lanthaniden ergeben zusammen mit dem Yttrium eine Fraktion am heißen Ende des Rohres. Cs, Zr sowie der Hauptteil des Ce werden bei etwa  $550^\circ C$  und Te bei etwa  $300^\circ C$  abgeschieden. Sb, Mo und ein Teil des Tc finden sich im kälteren Teil der Säule; Se, Br, J und der Hauptteil des Tc werden erst in der Aktivkohlefaller aufgefangen.

Die Spaltproduktverteilung mit  $HCl$  als Reaktivgas ähnelt derjenigen mit Chlor.  $SOCl_2$  und  $CCl_4$  sind unter den beschriebenen Bedingungen als Chlorierungsmittel weniger geeignet, da die Starttemperatur von  $920^\circ C$  für deren vollständige Zersetzung offenbar zu gering ist. In einer Reihe von Versuchen wurde die Versuchsdauer (9 s bis 160 min) und die Oberfläche im Gradientenrohr variiert. Dabei zeigte es sich, daß die Absorptionszonen mit längerer Trennzeit und mit abnehmender Oberfläche zu niedrigeren Temperaturen wandern.

Um das Verhalten flüchtiger Radionuklide im Temperaturgradientenrohr unter Vakuum studieren zu können, wurde die

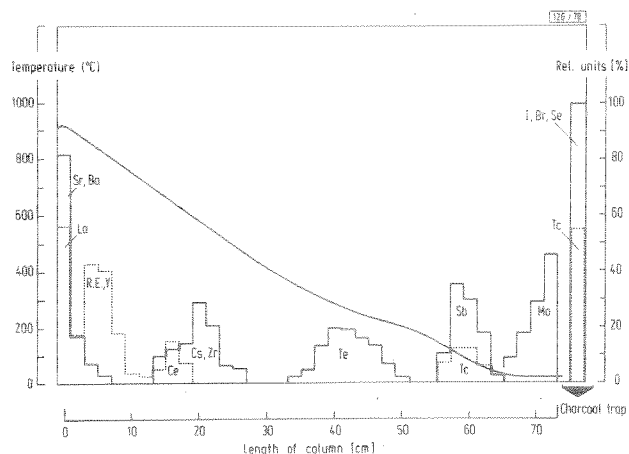


Abb. 1: Thermochromatographische Spaltproduktauftrennung im Chlor-Stickstoff-Strom

in Abb.2 schematisch dargestellte Apparatur aufgebaut. Mit Hilfe eines Abschälers (Bohrung 0,6 bzw. 1,5 mm) wird das Trägergas von den Clustern getrennt. Die Cluster mit den Spaltprodukten fliegen durch den Abschäler (2) und werden auf der Quarzwatte (5) aufgefangen. Durch Elektronenheizung (3) werden die Cluster zerstört und die flüchtigen Produkte in einer Quarzsäule (4) mit negativem Temperaturgradienten ( $-15^\circ/cm$ ) aufgetrennt. Die Transmission wurde für zwei Abschälerbohrungen in Abhängigkeit des Abstandes Kapillare-Abschäler und der Entfernung des Quarzwattcatchers von der Abschälerrückseite gemessen. Die höchsten Transmissionsraten (35 %) wurden bei einem Abstand Kapillare-Abschäler von 2 mm und Abschäler-Quarzwatte von 8 mm erzielt.

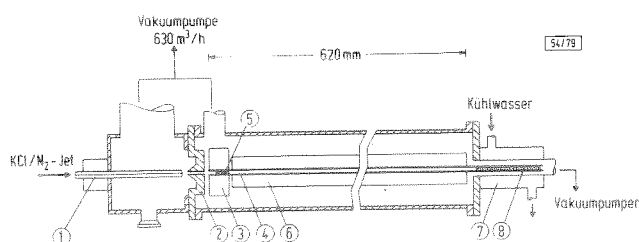


Abb. 2: Schematischer Aufbau des Vakuumthermochromatographiesystems

<sup>1</sup>R.J. Silva et al., Nucl. Instr. Meth. 147, 371 (1977)

<sup>2</sup>B. Eichler et al., GSI-Bericht, J-1-78, 182 (1978)

<sup>3</sup>B. Eichler, ZFK-Report 346 (1977)

<sup>4</sup>E. Stender et al., Jahresbericht 1977, Institut für Kernchemie, Universität Mainz, S. 4 (1978)

## Thermochromatographie im Vakuum: Polonium in Kupferkolonnen

H. Gäggeler, H. Gäggeler-Koch

GSI Darmstadt

B. Eichler

Zentralinstitut für Kernforschung ZfK, Rossendorf

## Einleitung

In der Regel werden thermochromatographische Trennungen flüchtiger Produkte mit einem Trägergas als Transportmedium durchgeführt. Innere Chromatogramme werden im Temperaturgradientrohr aber auch im Vakuum erhalten. Aus den Abscheidungstemperaturen können die Adsorptionsenthalpien bestimmt werden<sup>1</sup>.

Aus der Leitfähigkeit einer Kolonne kann für ein einseitig geschlossenes Rohr die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer gasförmigen Substanz berechnet werden gemäß:

$$u(T) = \frac{8r\sqrt{\frac{2\pi kT}{M}}}{3x} \quad (1)$$

$k$ : Boltzmann Konstante  
 $T$ : Temperatur  
 $r$ : Radius der Chromatographiekolonne  
 $M$ : Molekülmasse  
 $u$ : mittlere Transportgeschwindigkeit  
 $x$ : axiale Position

Für lineare Thermochromatographie gilt:

$$x = \frac{1}{a}(T_a - T_s)$$

$a$ : Temperaturgradient  
 $T_a$ : Abscheidungstemperatur  
 $T_s$ : Starttemperatur

Ausgehend von der Theorie der idealen linearen Gaschromatographie wurde unter Substitution der Trägergasgeschwindigkeit mit  $u$  (Gl. 1) folgende Beziehung abgeleitet:

$$t_r = 2A(1/3\sqrt{T^3 - T_s^3} + 2/3\sqrt{T_s^3}) + B \left\{ T \exp\left(-\frac{\Delta H_a^0}{RT}\right) - T_s \exp\left(-\frac{\Delta H_a^0}{RT_s}\right) + \left[ T_s - \frac{\Delta H_a^0}{R} \right] \left[ E_i^*\left(-\frac{\Delta H_a^0}{RT}\right) - E_i^*\left(-\frac{\Delta H_a^0}{RT_s}\right) \right] \right\} \quad (2)$$

$$A = \frac{3}{8 a^2 r^2 \left(\frac{2\pi k}{M}\right)^{1/2}}$$

$E_i^*(x)$ : Integral exponentialfunktion von  $x$   
 $h_0$ : Plancksches Wirkungsquantum

$$B = \frac{3 h_0}{8 a^2 r^2 k}$$

$\Delta H_a^0$ : Adsorptionsenthalpie  
 $t_r^a$ : Retentionszeit

## Experimentelles

<sup>210</sup>Po Tracer wurde in einem mit Cu-Folie ausgelegten Quarzrohr ( $\phi = 1.8$  mm), das sich in einem Ofen mit linearem, negativen Temperaturgradienten befand ( $a = 24^\circ/\text{cm}$ ) ausgeheizt. Die Start- resp. Endtemperaturen betragen  $955^\circ\text{C}$  resp.  $25^\circ\text{C}$ . Der Druck im Chromatographierohr war  $< 10^{-5}$  b. Nach Versuchsende wurde die Cu-Folie in 1 cm lange Abschnitte zerlegt und die <sup>210</sup>Po Verteilung mittels  $\alpha$ -Messung bestimmt.

## Diskussion der Ergebnisse

In Abb. 1 sind die gemessenen Abscheidungstemperaturen als Funktion der Retentionszeit dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet sind mit Gl. (2) berechnete theoretische Kurven für verschiedene  $\Delta H_a^0$ -Werte. Es ist ersichtlich, daß die experimentellen Daten mit  $\Delta H_a^0 = 40 \pm 3$  kcal/Mol

beschrieben werden können. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem im gleichen System, aber mit He als Trägergas gemessenen Wert<sup>3</sup> von  $39 \pm 1$  kcal/Mol. Dies läßt auf denselben chemischen Zustand des Poloniums in beiden Systemen schließen. In Abb. 2 ist  $\log u(T)$  gegen die Abscheidungstemperatur für eine Retentionszeit von 30 min dargestellt. Eingezeichnet sind experimentelle Werte aus Ref. 3 mit He als Trägergas (Kreise) und dem aus dieser Arbeit stammende Wert (Kreuz). Die zugehörige Geschwindigkeit für den Vakuumversuch wurde mit Gl. (1) ermittelt. Die gute Übereinstimmung mit den Trägergasdaten zeigt, daß Gl. (1) und (2) geeignet sind, den thermochromatographischen Prozeß im Vakuum zu beschreiben.

/1/ B. Eichler, ZfK Report-346 (1977)

/2/ B. Eichler, I. Zvara, Dubna Preprint JINR P 12-8943 (1975)

/3/ B. Eichler, H. Gäggeler-Koch, H. Gäggeler, GSI-Jahresbericht, 181 (1977)

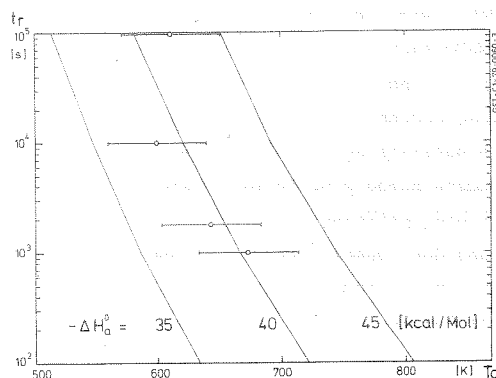


Abb. 1: Abscheidungstemperaturen für Po auf Cu im Vakuum

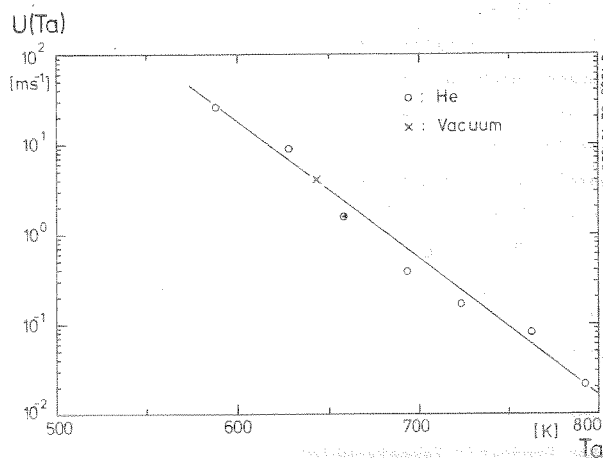


Abb. 2: mittl. Transportgeschwindigkeit  $u(T_a)$  für Po mit He als Trägergas und im Vakuum.



Kontinuierliche Abtrennung des Quecksilbers in der Gasphase

B. G

H. Gäggeler, H. Ahrens

GSI Darmstadt

N. Trautmann, M. Zendei

Institut für Kernchemie, Universität Mainz

D. Hirdes, H. Junglas

Institut für Kernchemie, Universität Marburg

E. Georg, P. Lemmert

Physikalisches Institut, Universität Gießen

Gasjet-Transportsysteme eignen sich besonders gut zur Einspeisung von Reaktionsprodukten in kontinuierliche chemische Trennapparaturen. Werden dem Trägergas Cluster zugegeben (z.B. KCl, Öltröpfchen), so können alle Produkte mit hoher Ausbeute durch Kapillaren transportiert werden. Sehr flüchtige Spezies, wie z.B. Edelgase oder auch Quecksilber, werden jedoch bereits ohne Clusterzugabe über größere Entfernungen transportiert. In dieser Arbeit wurden Hg-Isotope mittels tiefinelastischer Reaktionen hergestellt und kontinuierlich chemisch abgetrennt. Die Methode wurde zur Suche nach neutronenreichen Hg-Nukliden eingesetzt. In Vorversuchen wurde gezeigt, daß verflüchtigtes Quecksilber ( $^{203}\text{Hg}$ -Tracer) in Kapillaren über große Distanzen ( $\geq 20$  m) mit hoher Ausbeute ( $> 85\%$ ) ohne Zusatz von Clustern transportiert werden kann. Dabei waren die gemessenen Transportzeiten innerhalb der Meßgenauigkeit identisch mit derjenigen des Trägergases. Die on-line-Versuche wurden am Jet-System des UNILAC durchgeführt<sup>1</sup>. Als Trägergas wurde Ar verwendet. Nach Austritt aus der Jet-Kammer ( $V = 0,7$  l) wurden die Produkte durch eine Polyäthylenkapillare ( $\phi = 2$  mm) über eine Entfernung von 40 m in ein Labor transportiert und dort Quecksilber an Ag-Oberflächen bei Zimmertemperatur abgeschieden<sup>2</sup>. Das Gasjet wurde in ein mit versilbertem Quarzpulver gefülltes Glasrohr eingeleitet, das sich auf einer Temperatur von  $350^\circ\text{C}$  befand. Bei dieser Temperatur werden transportierte Cluster, deren Bildung durch Verunreinigungen im System nie ganz ausgeschlossen werden kann, wie auch die meisten der leichtflüchtigen Reaktionsprodukte (Halogene, Selen, Tellur) zurückgehalten. Hg wird dagegen unter diesen Bedingungen nicht auf Ag-Oberflächen adsorbiert<sup>2</sup>. Über eine anschließende Kapillare werden die nicht festgehaltenen Produkte in ein zweites Rohr eingeleitet, das ebenfalls mit versilbertem Quarzpulver gefüllt ist und sich auf Zimmertemperatur befindet. Hier wird Hg selektiv adsorbiert; die Edelgase werden mittels einer Vakuumpumpe abgesaugt.

In der Abbildung ist ein  $\gamma$ -Spektrum der sich auf Zimmertemperatur befindenden Falle dargestellt. Es wurde nach einer Strahlzeit von  $^{238}\text{U}$  ( $E = 8,3$  MeV/u) auf Au (Teilchendosis:  $5,6 \cdot 10^{13}$ )  $10^4$  s lang aufgenommen. Obwohl bei dieser Projektil-Targetkombination eine Vielzahl von Produktelementen gebildet wird, ist aus dem Spektrum eine saubere chemische Isolierung des Quecksilbers er-

sichtlich. Die den Au-Isotopen zugeordneten  $\gamma$ -Linien stammen aus dem Zerfall von Quecksilbernukliden. In drei Strahlzeiten wurde durch Variation der Projektil-Targetkombination versucht, möglichst neutronenreiche Hg-Isotope herzustellen. Dabei wurden folgende Experimente durchgeführt:  $^{40}\text{Ar}$  (7,5 MeV/u) auf Pb ( $1,1$  mg/cm<sup>2</sup>),  $^{84}\text{Kr}$  (8,0 MeV/u) auf Pb, Pt, Au und Ta (je  $2$  mg/cm<sup>2</sup>) und  $^{238}\text{U}$  (8,3 MeV/u) auf Au ( $2$  mg/cm<sup>2</sup>). Die integralen Teilchenflüsse betragen  $10^{13} - 10^{15}$  pro Versuch. Die in den angegebenen Targets überstrichenen Reaktionsenergien lagen, bedingt durch Energieverluste im Eintrittsfenster (5 - 7  $\mu\text{m}$  Ti) und der sich zwischen Eintrittsfenster und Target befindenden Ar-Schicht (ca. 5 mm,  $p = 1$  b) um 1 - 2 MeV unter den angegebenen Einschubenergien. Nach jedem Versuch wurden die on-line gemessenen  $\gamma$ -Spektren der Hg-Falle ausgewertet und die Hg-Isotopenverteilung bestimmt.

Die Maxima der gemessenen Verteilungen liegen im Bereich  $^{193}-^{195}\text{Hg}$ . In keiner der Reaktionen konnten Hg-Isotope oder deren Tochterprodukte mit  $A > 199$  nachgewiesen werden.

<sup>1</sup>E. Georg et al., Nucl. Instr. Meth., **157**, 9 (1978)

<sup>2</sup>B. Eichler et al., Dubna Report, JINR, P12-7928 (1974)

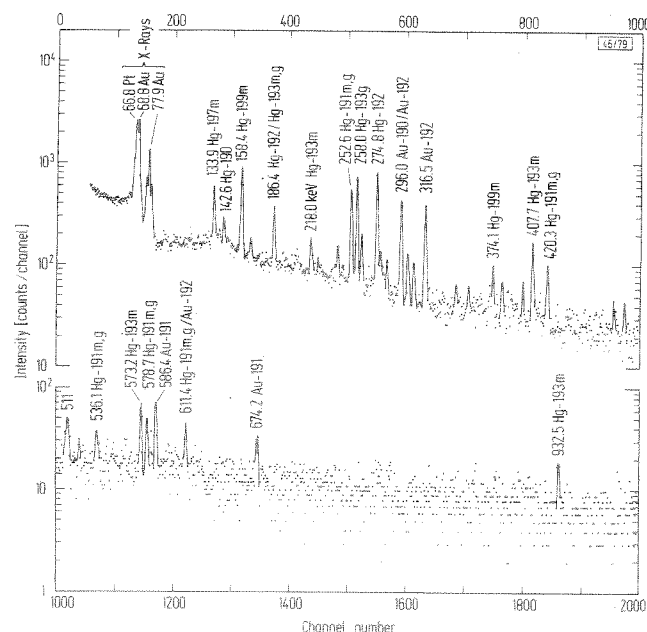


Abbildung:  $\gamma$ -Spektrum der Hg-Fraktion

Ein rotierendes Folienstackrad zur Detektion spontanspaltender Reaktionsprodukte

W. Weber, E. Schimpf, H. Gäggeler, G. Herrmann\*

GSI Darmstadt

Versuche zur Synthese spontanspaltender superschwerer Elemente (SHE) in tiefinelastischen Stößen bei der Reaktion von  $^{238}\text{U}$  auf  $^{238}\text{U}$  verliefen bis jetzt bei on-line Versuchen (He-Jet) negativ. Im Halbwertszeitbereich Sekunden bis Stunden wurden mit einem Grenzwirkungsquerschnitt von ca. 1 nb keine Spontanspalter gefunden<sup>1</sup>.

Versuche mit dicken Targets und anschließender chemischer Aufarbeitung ergaben, daß die einzigen in dieser Reaktion nachgewiesenen spontanspaltenden Aktiniden  $^{254}\text{Cf}$  ( $T_{1/2} = 60.5$  d) und  $^{256}\text{Fm}$  ( $T_{1/2} = 2.6$  h) zugeordnet werden können<sup>2</sup>. Ihre Bildungsquerschnitte betragen für  $E < 7.5$  MeV/u  $2 \cdot 10^{-33}$  cm<sup>2</sup> und ca.  $6 \cdot 10^{-34}$  cm<sup>2</sup>.

Theoretische Berechnungen mit einem Diffusionsmodell am System  $^{238}\text{U}$  auf  $^{238}\text{U}$  ergaben, daß SHE mit  $Z = 114$  und Anregungsenergien von ca. 30 MeV für  $E_U = 8.3$  MeV/u mit ca.  $10^{-34}$  cm<sup>2</sup> gebildet werden<sup>3</sup>. Diese Abschätzung läßt es sinnvoll erscheinen, weiterhin SHE in der Reaktion  $^{238}\text{U}$  auf  $^{238}\text{U}$  zu suchen.

Basierend auf diesen Erfahrungen wurde ein rotierendes Radsystem entwickelt mit der Möglichkeit, die integrale Bildung spontanspaltender Reaktionsprodukte über einen großen Halbwertszeitbereich von  $10^{-3}$  -  $10^7$  sec und mit einer Nachweisgrenze von  $\sigma < 10^{-34}$  cm<sup>2</sup> zu bestimmen.

Dabei handelt es sich um eine Weiterentwicklung der in Ref. 4 benutzten Apparatur zum Studium der Fusionsreaktion von  $^{40}\text{Ar}$  auf  $^{206/207}\text{Pb}$ . Damit sollte die bei Jet-Versuchen erreichte Grenze von 1 nb wesentlich unterschritten und der erfaßte Halbwertszeitbereich erhöht werden können.

Zusätzlich bietet ein solches System die Gewähr, alle spontanspaltenden Produkte ungeachtet ihrer chemischen Eigenschaften nachweisen zu können.

Ein schematischer Aufbau des rotierenden Radsystems ist in der Abbildung dargestellt. Um das Experiment mit möglichst hoher Strahlintensität durchführen zu können, wurde das von J. Schött für SHIP entwickelte Targetrad eingesetzt. Bedingt durch die hohen Rückstoßenergien können dicke Targets verwendet werden, die den Energiebereich von der Einschubenergie (maximal 10 MeV/u) bis zur Coulombbarriere (6.1 MeV/u) überstreichen. Trotz der Targetdicke von ungefähr 15 mg/cm<sup>2</sup> werden alle interessierenden Reaktionsprodukte aus dem Target emittiert. Hinter dem Targetrad befindet sich ein rotierendes Folienpaket (5 Al-Folien der Dicke 5 - 8 µm), in denen die Reaktionsprodukte gestoppt werden. Die Größe der Folien ( $\phi = 30$  cm) gewährleistet einen Auffangbereich für aus dem Target austretende Produkte von  $\pm 50^\circ$  zur Strahlachse. Kinematische Überlegungen zeigen, daß bei der Reaktion  $^{238}\text{U}$  auf  $^{238}\text{U}$  die Produkte mit  $A = 300$  und Q-Werten  $< 200$  MeV mit hoher Wahrscheinlichkeit im

Bereich von  $\pm 45^\circ$  (Lab.)<sup>5</sup> zur Strahlachse emittiert werden. Das gesamte Folienpaket rotiert während eines Experiments mit konstanter Geschwindigkeit. Dabei sind Rotationsgeschwindigkeiten von maximal 4000 Upm möglich. Während einer Umdrehung wird jede der 5 Fängerfolien an Spaltspurdetektoren (Makrofolie Dicke 10 µm auf 2 mm Al Unterlage) vorbeigeführt, die sich auf beiden Seiten der Al-Folien befinden und somit erlauben, spontanspaltende Produkte als koinzidente Spuren nachweisen zu können. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für koinzidente Ereignisse berechnet sich aus der Dicke und der geometrischen Anordnung der verwendeten Al-Folien zu ca. 50 % Als Meßgrößen können somit bestimmt werden:

- der Wirkungsquerschnitt aus der Summe aller beobachteten koinzidenten Spuren,
- die Halbwertszeit aus der geometrischen Verteilung der Spaltspuren entlang einer Umdrehung,
- der Emissionswinkel im Laborsystem und
- eine grobe Abschätzung der Rückstoßenergie aus der Eindringtiefe im rotierenden Folienpaket.

Die gesamte Anlage wurde in Dauertests geprüft. Eine erste Strahlzeit mit Au-Folien (4 µm) als Targets und  $^{238}\text{U}$  ( $E = 7.7$  MeV/u) als Strahl ( $\phi = 10^{14}$ ) ergab neben über Blindversuchen ohne Strahleinwirkung keine erhöhte Untergrunddichte. Die ermittelten Einzelereignisse betragen 1 - 2 Spuren pro Folie (Fläche = 470 cm<sup>2</sup>).

- /1/ D. Hirdes et al., GSI-Jahresbericht, S. 76 (1977)
- /2/ M. Schädel et al., Phys. Rev. Lett., **41**, 469 (1978)
- /3/ C. Riedel, W. Nörenberg, GSI-Preprint-1-79
- /4/ H. Gäggeler et al., Z. Physik, **415** (1979)
- /5/ K. D. Hildenbrand et al., Phys. Rev. Lett., **39**, 1065 (1977)

\*auch Institut für Kernchemie, Universität Mainz.

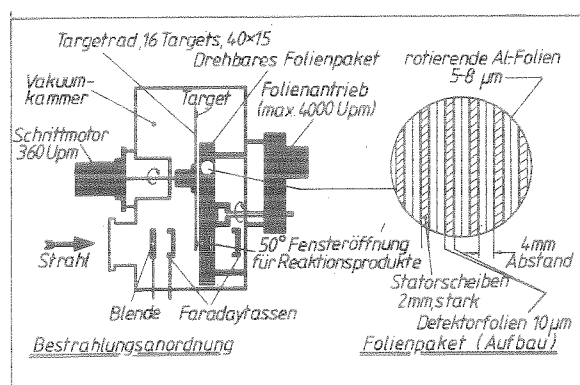


Abbildung: Aufbau des rotierenden Radsystems