

Physik und Chemie mit schweren Ionen — II. Physik der Schwerionenstreuung

Physics and chemistry with heavy ions — II. Physics of heavy ion scattering

W. Scheid Institut für Theoretische Physik, Universität Frankfurt am Main

B. Fricke Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

1. Einleitung

Um superschwere Kerne zu erzeugen, müssen schwere Kerne auf schwere Kerne geschossen werden. Diesen Prozeß bezeichnet man allgemein als Streuung. Die dabei auftretenden experimentellen und theoretischen Probleme lassen sich bereits heute an den Streuexperimenten mit leichteren Projektilen studieren. Seit dem Bau größerer Tandem-Beschleuniger ist es möglich, leichte Kerne, wie z. B. ^{12}C , ^{16}O oder ^{28}Si , mit so hohen Energien aneinander zu streuen, daß sie ihre gegenseitige elektrische Abstoßung überwinden und sich durchdringen [1]. Man bezeichnet die Streuung leichter Kerne aneinander als Schwerionenstreuung, um sie von der Streuung sehr leichter Nukleonen-Cluster, wie Deuteronen, Tritonen und Alphateilchen, zu unterscheiden.

Die Schwerionenphysik ist sowohl in experimenteller wie theoretischer Hinsicht bedeutsam. Die Experimente dürfen als Vorläufer für die Erzeugung superschwerer Kerne angesehen werden. Die Theorie prüft an den Streuquerschnitten zum ersten Male Aussagen über Kräfte und Potentiale, die zwischen komplexen Nukleonen-Clustern herrschen [2]. Aus den Potentialen zwischen den Kernen lernt man den Zusammenhang zwischen der Kernverschmelzung und dem Umkehrprozeß, der Kernspaltung, kennen. Die Potentiale zeigen auch, ob zwei Kerne ein Kernmolekül bilden können. In Analogie zur Chemie versteht man unter einem Kernmolekül ein System von zwei Kernen, die an ihren Oberflächen aneinander haften.

2. Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden betrachten wir als Beispiel die elastische Streuung identischer Kerne aneinander. Experimentell wird der differentielle Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ gemessen, der zur Zahl der Kerne proportional ist, die in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut werden. Streut man identische Kerne elastisch aneinander, so kann mit einem Detektor nicht festgestellt werden, welcher der beiden Kerne der Target- und welcher der Geschosßkern war. Daher ist der Streuquerschnitt symmetrisch bezüglich der Vorwärts(0°)- und der Rückwärts(180°)-Streuung im Schwerpunktsystem der beiden Kerne. Der differentielle 90° -Streuquerschnitt gibt deshalb die meiste Information über das Kern-Kern-System.

In Fig. 1 sind in Abhängigkeit von der kinetischen Energie die elastischen 90° -Streuquerschnitte für die Systeme ^{12}C - ^{12}C , ^{14}N - ^{14}N und ^{16}O - ^{16}O aufgezeichnet. Die Messungen zeigen die folgenden Gemeinsamkeiten:

a) Ist die kinetische Energie E_{cm} nicht so groß, daß die Kerne ihre elektrische Abstoßung überwinden, so wird die Streuung von der Rutherford'schen Streuformel beschrieben; der Streuquerschnitt ist proportional $1/E_{\text{cm}}^2$.

b) Überwinden die Kerne ihre elektrische Abstoßung, so wird der Streuquerschnitt sehr schnell kleiner (um einen Faktor 30...100 gegenüber dem Rutherford-Streuquerschnitt); d. h., die Wahrscheinlichkeit, daß die Kerne den Streubereich unversehrt verlassen (elastische Streuung), ist klein. Dafür nimmt die Zahl der inelastischen Reaktionen stark zu. Drei Typen inelastischer Reaktionen sind möglich: Entweder die Kerne verschmelzen zu einem hochangeregten Compound-

1. Introduction

In order to produce super-heavy nuclei, it is necessary to bombard heavy nuclei with the same or other heavy nuclei. This process is usually called scattering. The experimental and theoretical problems which will arise in this context can already be studied at present in scattering experiments with lighter projectiles. The now available large tandem accelerators make it possible to scatter light nuclei, e.g., ^{12}C , ^{16}O or ^{28}Si , against each other with such high energies that they interpenetrate after overcoming their mutual electric repulsion [1]. The scattering of light nuclei against each other is called heavy ion scattering in order to distinguish it from the scattering of very light nucleon clusters such as deuterons, tritons and alpha particles.

Heavy ion physics have considerable experimental and theoretical importance. The experiments may be considered as forerunners for the production of super-heavy nuclei. The measured scattering cross-sections provide, for the first time, an opportunity of checking theoretical predictions regarding the forces and potentials existing between complex nucleon clusters [2]. The potentials between nuclei provide information on the relationship between nuclear fusion and the reverse process of nuclear fission. These potentials also show whether two nuclei can form a nuclear molecule. By analogy with chemistry, a nuclear molecule is defined as a system of two nuclei bound to each other on their surface.

2. Experimental results

We shall consider below, as an example, the elastic scattering of identical nuclei against each other. The experi-

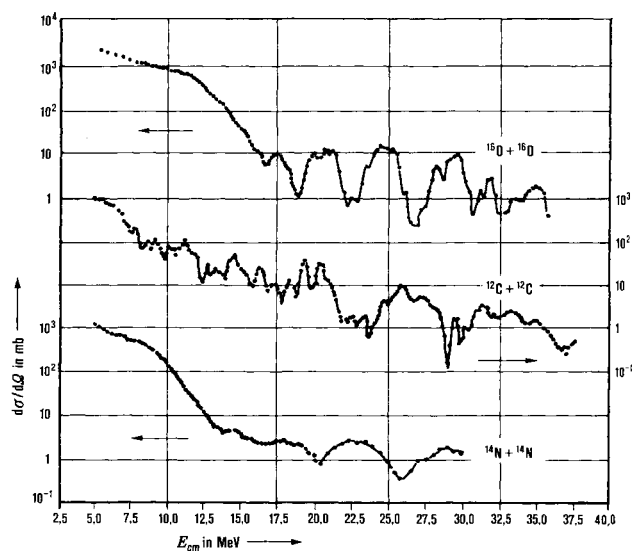


Fig. 1: Differentieller 90° -Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für elastische Streuung gleicher Kerne als Funktion der kinetischen Energie E_{cm} im Schwerpunktsystem. Nach [1]

Fig. 1: Differential 90° scattering cross-section $d\sigma/d\Omega$ for elastic scattering of identical nuclei, plotted against the kinetic energy E_{cm} in the centre-of-mass system. Acc. to [1]

kern, der sich über verschiedene Prozesse wie Protonen-, Neutronen-, α -Teilchen- und Gamma-Strahlungs-Emission oder Spaltung abregt; oder Nukleonen-Cluster werden zwischen den Kernen ausgetauscht (Transferreaktionen); oder es können durch die Kernkräfte kollektive Schwingungen (Niederenergieniveaus) in den beiden Kernen angeregt werden.

c) Der Streuquerschnitt zeigt Strukturen, die wir in eine Grobstruktur mit einer Breite von 2 MeV, in eine intermediäre Struktur mit einer mittleren Breite von 0,3 MeV (siehe z. B. ^{16}O - ^{16}O -Streuquerschnitt in Fig. 2) und in eine Feinstruktur mit Breiten kleiner als 0,1 MeV einteilen. Im folgenden wollen wir zeigen, daß die Grob- und intermediären Strukturen durch Quasi-Kernmoleküle verursacht werden.

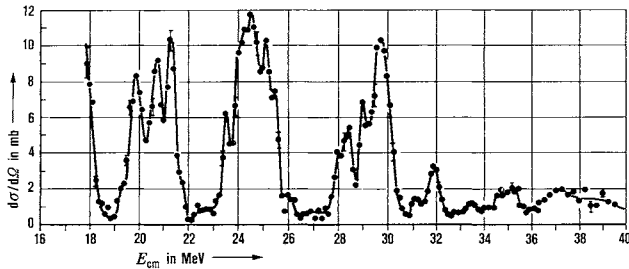


Fig. 2: Differenzieller 90°-Streuquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für elastische Streuung von ^{16}O an ^{16}O als Funktion der kinetischen Energie E_{cm} im Schwerpunktsystem. Nach [1]

Fig. 2: Differential 90° scattering cross-section $d\sigma/d\Omega$ for elastic scattering of ^{16}O on ^{16}O , plotted against the kinetic energy E_{cm} in the centre-of-mass system. Acc. to [1]

3. Erste theoretische Deutung

3.1. Allgemeines

Da es bis heute unmöglich ist, das Vielteilchenproblem der Schwerionestreuung auf die grundlegende Nukleon-Nukleon-Kraft zurückzuführen, müssen wir uns physikalische Bilder machen, wie die Kern-Kern-Streuung abläuft und diese Modellvorstellungen am Experiment überprüfen. Im Streuablauf lassen sich zwei Prozesse unterscheiden:

- Die Kerne durchdringen sich reversibel. Jeder Kern behält seine Struktur im Nichtüberlappbereich.
- Die Kerne verschmelzen, lösen ihre Eigenstruktur auf und bilden einen Compoundkern.

Beide Prozesse stellen extreme Verhaltensweisen dar, die den Vorteil haben, theoretisch erfaßbar zu sein. Sie gestatten es, verschiedene Näherungsmethoden anzugeben, mit denen man die potentiellen Energien bei der Streuung berechnen kann.

3.2. Schnelle (Sudden-)Näherung

Man nimmt an, daß die Zeit, in der die Kerne miteinander wechselwirken, kurz ist, verglichen mit der Zeit, in der sich die Wirkung der Kern-Kern-Kräfte über den ganzen Kernbereich ausbreiten kann. Dann wird in dem Bereich, in dem die Kerne überlappen, Kernmaterie komprimiert, während im Nichtüberlappbereich die Struktur der individuellen Kerne erhalten bleibt. Das daraus resultierende Potential ist in Fig. 3a gezeigt. Wenn die Kerne sich nicht berühren, ist nur die elektrische Kraft wirksam. Beginnen die Oberflächenbereiche der Kerne zu überlappen, so wird der Coulombwall durch anziehende langreichweitige Kernkräfte erniedrigt. Bei kleineren Relativabständen der Kerne wird die Dichte im Überlappbereich über ihren Sättigungswert komprimiert, wodurch stark abstoßende Kräfte entstehen, die die potentielle Energie stark ansteigen lassen.

mentally measured datum is the differential scattering cross-section $d\sigma/d\Omega$ which is proportional to the number of nuclei scattered into the solid angle $d\Omega$. When identical nuclei are scattered elastically against each other, it is impossible to determine by means of a detector which of the two nuclei was the target and which the projectile nucleus. The scattering cross-section is therefore symmetrical in respect of the forwards (0°) and of the backwards (180°) scattering in the centre of mass system of the two nuclei. For this reason, the largest amount of information on the nucleus/nucleus system is provided by the differential 90° scattering cross-section. Fig. 1 shows the 90° elastic scattering cross-sections for the systems ^{12}C - ^{12}C , ^{14}N - ^{14}N and ^{16}O - ^{16}O plotted against the kinetic energy. The measurements show the following common features:

a) When the kinetic energy E_{cm} is insufficient to overcome the electric repulsion of the nuclei, the scattering can be described by the Rutherford formula; the scattering cross-section is proportional to $1/E_{cm}^2$.

b) If the nuclei overcome their electric repulsion, the scattering cross-section drops very rapidly (by a factor of 30 to 100 compared with the Rutherford scattering cross-section), i.e., the probability that the nuclei leave the scattering zone without damage (elastic scattering) becomes smaller. In contrast, the number of inelastic reactions increases sharply. Three types of inelastic reactions are possible: firstly, the two nuclei may fuse into a highly excited compound nucleus which is then de-excited by various processes such as the emission of protons, neutrons, alpha particles and gamma rays, or by fission; secondly, nucleon clusters may be exchanged between the two nuclei (transfer reactions); thirdly, collective vibrations (relatively low energy levels) may be excited in the two nuclei by the nuclear forces.

c) The scattering cross-section functions show certain structures which we shall subdivide into three types: a gross structure with a width of 2 MeV, an intermediate structure with an average width of 0,3 MeV (see, for example, the ^{16}O - ^{16}O scattering cross-section function in Fig. 2), and a fine structure with widths of less than 0,1 MeV. We shall show below that the gross and the intermediate structures are caused by nuclear quasi-molecules.

3. First theoretical interpretation

3.1. General

As it is as yet impossible to formulate the multi-particle problem of heavy ion scattering in terms of the underlying nucleon/nucleon forces, we must of necessity construct conceptual models of the time-course of nucleus/nucleus scattering, and test these models by experiments. In this context, it is possible to draw a distinction between two processes:

- The two nuclei interpenetrate reversibly, with each nucleus retaining its structure in the non-overlap zone.
- The two nuclei fuse together, lose their own structures and form a compound nucleus.

These two processes are extreme cases presenting the advantage of being amenable to theoretical analysis. They make it possible to formulate various approximations by means of which it is then possible to calculate the potential energies involved in scattering.

3.2. Sudden approximation

In this approximation it is assumed that the time during which two nuclei interact is short compared with the time re-

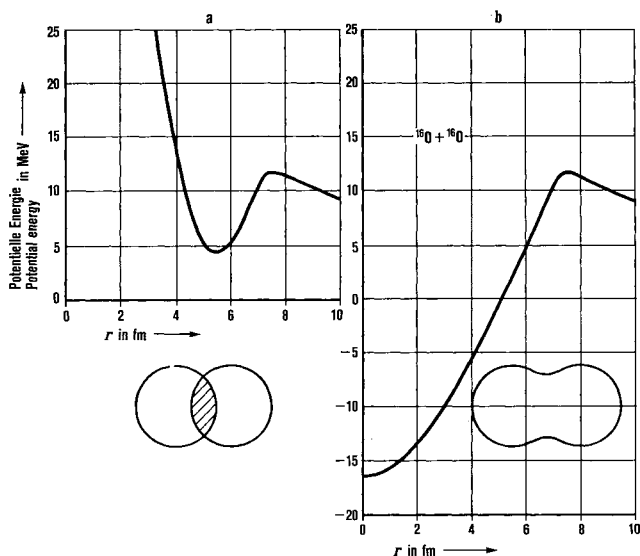


Fig. 3: Vergleich der potentiellen Energien in Abhängigkeit vom Abstand r . a) in der schnellen (Sudden-)Näherung, b) in der adiabatischen Näherung

Fig. 3: Comparison of potential energies plotted against the distance r . a) in sudden approximation, b) in adiabatic approximation

3.3. Adiabatische Näherung

Dabei geht man von der Voraussetzung aus, daß der Streuvorgang langsam gegenüber der inneren Nukleonenbewegung abläuft. Überlappen die Kerne, so haben die Nukleonen genügend Zeit, ein gemeinsames effektives Schalenmodell-Potential zu erzeugen. Aus diesen Annahmen erhalten wir den in Fig. 3b dargestellten Verlauf der potentiellen Energie. Bei leichten Kernen fällt sie vom Coulombwall nach innen zu monoton ab. Sie hat ein Minimum, das durch die Grundzustandsdeformation und -energie des Compoundkerns festgelegt ist. Die Voraussetzungen zur adiabatischen Näherung sind sicher für die zur Streuung inverse Reaktion erfüllt, nämlich für den langsam ablaufenden Prozeß der Spaltung eines angeregten Compoundkerns in zwei gleiche Bruchstücke; denn die Spaltung verläuft langsam.

3.4. Vergleich mit dem Experiment

Schätzt man die Zeit ab, die einerseits für das reversible Durchdringen zweier Kerne (schnelle Näherung) und andererseits für die Auflösung ihrer Schalenstruktur (adiabatische Näherung) benötigt wird, so findet man in beiden Fällen etwa $5 \cdot 10^{-22}$ s. Das bedeutet, daß der Streuvorgang weder durch die schnelle noch durch die adiabatische Näherung adäquat beschrieben wird. Experimentell läßt sich heute noch nicht feststellen, ob das Kern-Kern-Potential einen steilen Anstieg für kleine Abstände der Kerne hat. Da bei großem Überlapp der Kerne die inelastischen Reaktionen, wie z. B. die Compoundkernbildung, überwiegen, ist der elastische Streuquerschnitt insensitiv auf den Bereich der potentiellen Energie, in dem die Kerne stärker überlappen.

4. Kernmoleküle

Nachdem wir uns einen Überblick über die Wechselwirkung zwischen den Kernen verschafft haben, wenden wir uns quasimolekularen Zuständen zu [3]. Da zwei an der Oberfläche aneinander haftende Kerne gemeinsam wie eine Hantel rotieren können, addieren wir die potentielle Energie, die aus der abstoßenden Zentrifugalkraft resultiert, für verschiedene Drehimpulse $l\hbar$ zu der potentiellen Energie in Fig. 3a und erhalten Fig. 4.

Nach der klassischen Mechanik kann das Kern-Kern-System in einer Energiemulde stabil rotieren. Quantenmechanisch

quired for the action of the nucleus/nucleus forces to extend over the entire domain of the two nuclei. In that case the nuclear matter in the zone in which the two nuclei overlap will be compressed, whereas in the non-overlap zones the two nuclei will retain their individual structures. The potential energy graph resulting from this process is shown in Fig. 3a. As long as the two nuclei are not in contact, only the electric repulsion force is effectively acting.

Once the outer zones of the two nuclei begin to overlap, the height of the Coulomb barrier is reduced by the attraction exerted by the long-range nuclear forces. Then, as the relative distance between the nuclei is reduced still further, the density in the overlap zone exceeds the saturation limit; this generates strong repulsive forces and, as a result, the potential energy increases sharply.

3.3. Adiabatic approximation

In this approximation it is assumed that the scattering process is slow in comparison with the internal nucleon motion. When the two nuclei begin overlapping, their nucleons have enough time to assume a configuration generating an effective joint shell model potential. With this assumption we obtain a potential energy graph of the type shown in Fig. 3b. With light nuclei, once the Coulomb barrier is overcome, the potential energy drops monotonically (to the left in Fig. 3b) and reaches a minimum which depends on the ground state deformation and ground state energy of the compound nucleus. The prerequisites for the adiabatic approximation are certainly satisfied in the reaction which is the reverse of scattering, i.e., in the process of fission of an excited compound nucleus into two equal fragments, because fission is a slow process on this time scale.

3.4. Comparison with experimental results

If we estimate the times required, firstly, for the reversible interpenetration of two nuclei (sudden approximation) and, secondly, for the disintegration of their individual shell structures (adiabatic approximation), we find in both cases about 5×10^{-22} s. This means that the scattering process is not described adequately either by the sudden or by the adiabatic approximation. Experimental evidence available so far provides no answer to the question of whether or not the nucleus/nucleus potential energy shows a sharp rise at small distances between nuclei. However, as inelastic reactions such as, e.g., the formation of compound nuclei, predominate at large overlaps of nuclei, it may be concluded that the elastic scattering cross-section is insensitive over the range of potential energy in which nuclei overlap substantially.

4. Nuclear molecules

After the above brief review of interactions between nuclei, we shall now consider quasi-molecular nuclear states [3]. Two nuclei bound to each other on their surface can rotate jointly in the manner of a dumbbell. Adding the potential energy resulting from the repulsive centrifugal forces for various spin momentums to the potential energy graph shown in Fig. 3a, we obtain Fig. 4.

In classical mechanics, the nucleus/nucleus system can spin stably in an energy well. In quantum mechanics, however, the two nuclei not only rotate but also vibrate with respect to each other, so that real system states can exist only in deep energy wells (Fig. 4). In these states, which we call quasi-molecular states, the nucleus/nucleus system forms a

rotieren die Kerne aber nicht nur, sondern schwingen auch noch gegeneinander, so daß nur in tieferen Mulden Zustände existieren können (Fig. 4). In diesen Zuständen, die wir quasimolekulare Zustände nennen, bildet das Kern-Kern-System ein »Kernmolekül«. Die Kerne sind an ihren Oberflächen miteinander verbunden, sie verschmelzen aber nicht, da die abstoßenden Zentrifugalkräfte mit den anziehenden Kernkräften im Gleichgewicht stehen. Die Zustände sind allerdings nur quasigebunden, sie existieren nur etwa $2 \cdot 10^{-21}$ s und zerfallen, da die Kerne quantenmechanisch den Potentialenergieberg durchtunneln und inelastische Reaktionen ausführen können.

In Fig. 4 sind quasigebundene Zustände bis zu einem Drehimpuls $10 \hbar$ möglich (durchgezogene Striche). Oberhalb dieses Drehimpulses treten sog. Resonanzen auf (gestrichelte Linien), die sich quantenmechanisch folgendermaßen erklären lassen: Die Welle, die die Relativbewegung der beiden Kerne beschreibt, wird sowohl an dem inneren Potentialenergieanstieg als auch teilweise an dem Coulombwall reflektiert. Wenn der Abstand zwischen dem inneren Potentialenergieanstieg und dem Coulombwall gerade eine halbe Wellenlänge beträgt, zeigen sich im Streuquerschnitt Grobstrukturen von etwa 2 MeV Breite. Auch in diesen Resonanzen bilden die Kerne ein Quasimolekül, dessen Lebenszeit aber sehr kurz und mit der Streuzzeit vergleichbar ist; denn nach der Heisenbergschen Unschärferelation ist die mittlere Lebensdauer τ mit der Breite Γ einer Resonanz gemäß $\tau = \hbar/\Gamma$ verknüpft.

Die quasigebundenen Zustände können nicht direkt in der elastischen Streuung angeregt werden, da die Coulomb- und Zentrifugalwälle sehr undurchdringlich sind. Nur über die inelastische Anregung von Niederenergiezuständen in den einzelnen Kernen ist es möglich, die quasigebundenen Zustände zu besetzen und Kernmoleküle zu bilden. Der Mechanismus ist in Fig. 5 durch Pfeile angedeutet: Wenn die Kerne den Energiewall bei hoher kinetischer Energie E_{cm} überquert haben, verlieren sie durch Anregung von kollektiven Niederenergiezuständen kinetische Energie und »fallen« in die quasimolekulare Energiemulde. Im elastischen Streuquerschnitt treten dann intermediäre Resonanzstrukturen auf, wenn die Relativbewegung der Kerne durch die Anregung von Vibrationszuständen gerade so verändert wird, daß ein quasigebundener Molekülzustand erreicht wird. Die Resonanzstrukturen hängen somit sehr empfindlich sowohl vom Verlauf der potentiellen Energie als auch vom Niederenergie-Anregungsspektrum ab. Nach dieser Theorie läßt sich also die intermediäre Struktur in der elastischen Streuung (Breite von etwa 0,3 MeV) darauf zurückführen, daß die Kerne für kurze Zeit ein Kernmolekül gebildet haben.

5. Streuung nichtidentischer Kerne

Neben der elastischen Streuung identischer Kerne sind auch viele Experimente zur Streuung nichtidentischer Kerne gemacht worden. Um ein Beispiel herauszugreifen, sei die elastische Streuung von ^{16}O - an ^{12}C -Kernen erwähnt (Fig. 6). In dieser Streuung besteht die Möglichkeit, daß ein α -Teilchen aus dem ^{16}O -Kern in den ^{12}C -Kern transferiert wird. Da nach dem α -Teilchen-Austausch wieder ein ^{12}C - und ^{16}O -Kern vorhanden sind, kann dieser Austausch experimentell nicht von der elastischen Streuung des ^{16}O -Kernes am ^{12}C -Kern unterschieden werden. Nach der Theorie [5] zeigt sich, daß dieser Teilchenaustausch zu einem charakteristischen Anwachsen des Streuquerschnitts in der Rückwärtsstreuung führt.

»nuclear molecule«; the two nuclei are bound to each other on the surface but do not fuse together because the attractive nuclear forces are balanced by the repulsive centrifugal forces. These states, however, are only quasi-bound; they exist for only about 2×10^{-21} s and then decay because, in quantum mechanics, the nuclei are capable of tunneling through the potential energy barrier and of performing inelastic reactions.

Fig. 4 shows that, in the particular case considered, quasi-bound states are possible up to a spin momentum of $10 \hbar$ (full horizontal lines). Beyond this angular momentum there occur so-called resonances (dashed lines) which can be explained as follows in quantum mechanics terms: The wave which describes the relative motion of the two nuclei is reflected off the internal potential energy rise (left ascending branch of the curves in Fig. 4) as well as, partly, off the Coulomb barrier (right ascending branch). When the distance between the internal potential energy rise and the Coulomb barrier happens to be equal to half a wavelength, there appear in the scattering cross-section function gross structures about 2 MeV wide. At these resonances the two nuclei also form a quasi-molecule, but its lifetime is very short and is comparable to the scattering time; according to the Heisenberg uncertainty principle, the mean lifetime τ of such a quasi-molecule is linked to the width Γ of a resonance by the relationship $\tau = \hbar/\Gamma$.

The quasi-bound states cannot be excited directly in elastic scattering because both the Coulomb barrier and the centrifugal barrier are very difficult to pierce. It is possible to occupy such states, and to form nuclear molecules, only by inelastic excitation of low energy states in the individual nuclei. This mechanism is indicated by the arrows in Fig. 5:

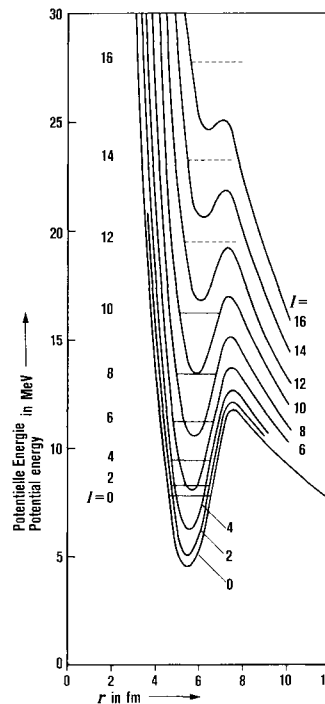


Fig. 4: Quasimolekulare Zustände (durchgezogene Linien) und virtuelle Zustände (Resonanzen, gestrichelte Linien) in Abhängigkeit vom Drehimpuls lh . Die verschiedenen Kurven für $l > 0$ entstehen, wenn man zu der Energiekurve für $l = 0$ aus Fig. 3a die aus Zentrifugalkräften resultierenden potentiellen Energien addiert

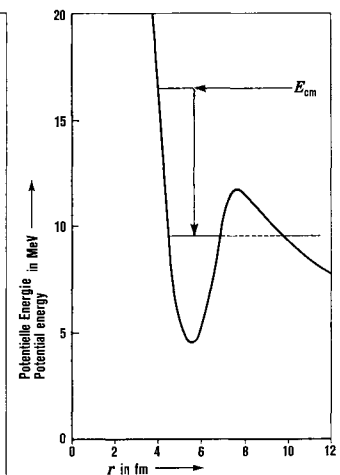


Fig. 5: Zum Anregungsmechanismus quasi-gebundener Zustände

Fig. 5: Mechanism of excitation of quasi-bound states

Fig. 4: Quasi-molecular states (full lines) and virtual states (resonances, dashed lines) as functions of the spin momentum lh as parameter. The various curves for $l > 0$ are obtained by adding to the energy curve for $l = 0$ taken from Fig. 3a the potential energies resulting from centrifugal forces

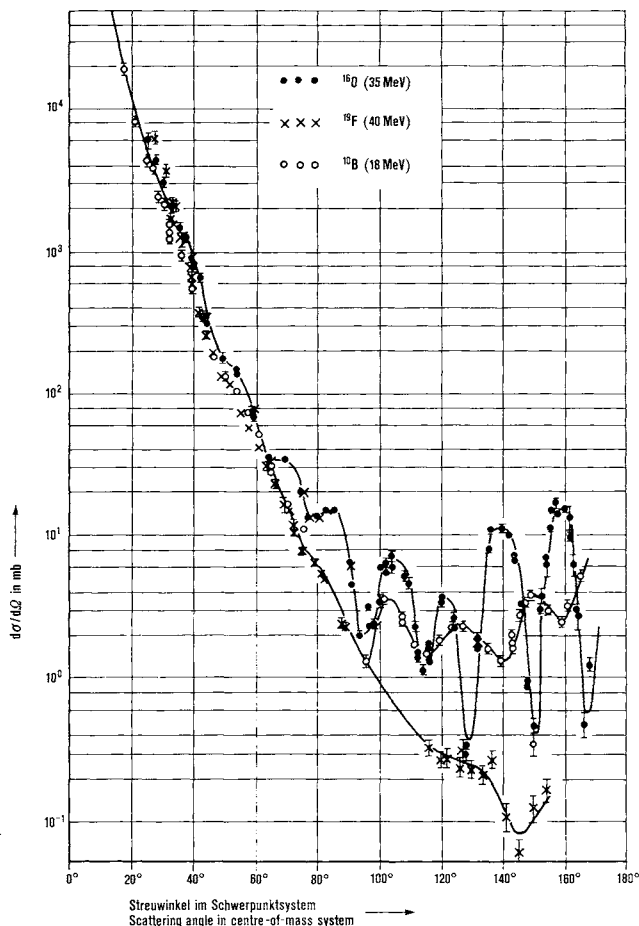


Fig. 6: Vergleich der elastischen Streuung von ^{10}B , ^{16}O , ^{19}F an ^{12}C . Angegeben sind die kinetischen Energien der Projektile im Laborsystem. Nach [4]

Fig. 6: Comparison of the elastic scattering of ^{10}B , ^{16}O and ^{19}F on ^{12}C . The energies shown are the kinetic energies of the projectiles in the laboratory system. Acc. to [4]

6. Erzeugung superschwerer Kerne

Superschwere Kerne (Massenzahl > 250) sollen durch die Streuung schwerer Kerne erzeugt werden. Die Streuung schwerer Kerne unterscheidet sich aber von der leichter Kerne in den folgenden Punkten:

- Die Bindungsenergie des superschweren Kerns ist kleiner als die Bindungsenergie der getrennten Kerne.
- Bereits vor dem Erreichen des Coulombwalls können die streuenden Kerne spalten.
- Der superschwere Kern wird mit einem hohen Drehimpuls gebildet, und er vermag den überschüssigen Drehimpuls nur abzugeben, wenn Nukleonen-Cluster emittiert werden.

Bisher sind Potentialenergieflächen für superschwere Kerne berechnet worden, um die Frage nach der Stabilität dieser Kerne zu beantworten [6]. Es besteht aber augenblicklich keine Streutheorie, die die Erzeugung superschwerer Kerne beschreiben könnte. Um so mehr ist es deshalb wichtig, den Prozeß der Schwerionenstreuung nicht nur bei leichteren Kernen, sondern auch bei schweren mit Hilfe eines Schwerionenbeschleunigers zu studieren.

(Eingegangen am 1. 6. 1971)

Literatur - References

- [1] Bromley, D. A.: Proc. Int. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Heidelberg 1969. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp. 1970, p. 27
- [2] Greiner, W.: Proc. Int. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Heidelberg 1969. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp. 1970, p. 748

After the nuclei have crossed the energy barrier at a high kinetic energy E_{cm} , they lose kinetic energy by exciting collective low energy states and thus "drop" into the quasi-molecular energy well. The intermediate resonance structures found in the elastic scattering cross-section function occur when the relative motion of the two nuclei is altered by the excitation of low energy levels in precisely the manner required to reach a quasi-bound molecular state. These resonance structures thus depend in a very sensitive manner on the shape of the potential energy function as well as on the low energy excitation spectrum. According to this theory, the intermediate structures in the elastic scattering cross-section function (about 0,3 MeV wide) are explained by the fact that two nuclei form a nuclear molecule persisting for a short time.

5. Scattering of non-identical nuclei

Beside experiments on the elastic scattering of identical nuclei, many experiments have also been carried out on the scattering of non-identical nuclei. To take but one example, we may mention the elastic scattering of ^{16}O nuclei against ^{12}C nuclei (Fig. 6). In this scattering there exists the possibility that an alpha particle may be transferred from the ^{16}O nucleus to the ^{12}C nucleus. As this alpha particle transfer results in the formation of ^{12}C and ^{16}O respectively, it cannot be differentiated experimentally from the elastic scattering of the ^{16}O nucleus on the ^{12}C nucleus. According to the theory [5], however, it can be shown that this particle transfer results in a characteristic increase of the scattering cross-section for backwards scattering.

6. Production of super-heavy nuclei

It is intended to produce super-heavy nuclei (mass number > 250) by the scattering of heavy nuclei. The scattering of heavy nuclei, however, differs from that of light nuclei in the following particulars:

- The binding energy of the super-heavy nucleus is smaller than that of the separate parent nuclei.
- The scattering heavy nuclei may fission before the Coulomb barrier is reached.
- The resulting super-heavy nucleus is formed with a high spin momentum, and it can only give up the spin momentum excess by ejecting nucleon clusters.

So far, potential energy surfaces for super-heavy nuclei have been calculated in order to obtain information on the stability of such nuclei [6]. As yet, however, there exists no scattering theory which could describe the generation of super-heavy nuclei. It is therefore all the more important to be able to study experimentally the process of heavy ion scattering not only with light but also with heavy nuclei, with the aid of a heavy ion accelerator.

- [3] Scheid, W., W. Greiner und R. Lemmer: Phys. Rev. Lett. **25**, 176 (1970)
- [4] Oertzen, W. von, H. H. Gutbrod, M. Müller, U. C. Voos und R. Bock: Phys. Lett. **26 B**, 291 (1968)
- [5] Oertzen, W. von: Nucl. Phys. **A 148**, 529 (1970)
- [6] Scharnweber, D., W. Greiner und U. Mosel: Nucl. Phys. **A 164**, 257 (1971)