

Group 9

Papers
on the Uranium Project
(1939–1945)

Papers on the Uranium Project (1939 – 1945)

An Annotation by K. Wirtz, Karlsruhe

At the beginning of World War II, Heisenberg took the opportunity, while participating in the secret German Uranium Project, to deal with the problem of energy production from the fission of uranium. During 1939 this problem had been discussed in various places, in the scientific literature as well as in the public press [1]. In attempting to establish a theory of the nuclear reactor — as well call the energy-producing device nowadays¹ — Heisenberg entered new territory at the end of 1939, having been cut off from all foreign literature since the outbreak of the war.

In the summary of the first paper (No. 1, pp. 378 – 396, esp. p. 396 below) we can read:

“The fission process with uranium discovered by Hahn and Strassmann may also be used, according to the data obtained so far, to produce energy on a large scale. The safest method of constructing a machine suitable for that purpose involves enriching the isotope $^{235}_{92}\text{U}$. The more the enrichment is increased, the smaller the machine can be made. The enrichment of uranium-235 provides the only possibility enabling one to reduce the volume of the machine to values that are small as compared to a cubic metre. Furthermore, it provides the only method of producing explosives that surpass in explosive power the presently strongest explosives by several orders of magnitude. One can, however, also use natural uranium without enrichment of uranium-235, if one combines uranium with another substance that slows down the neutrons emerging from uranium without absorbing them. Water is not suitable for this purpose. On the other hand, according to the data obtained so far, heavy water and very pure carbon satisfy the requirements.”

Today, nearly 50 years later, Heisenberg’s summary is still completely correct.

At the time that Heisenberg wrote his first report it became known, in particular due to a remark of P. Harteck, that the resonance absorption of neutrons can be favourably suppressed by not mixing the uranium and the moderator (i.e., the substance slowing down neutrons) homogeneously, but by using heterogeneous arrangements of them to construct a neutron generating medium. In the second paper (No. 2, pp. 397 – 418), Heisenberg therefore dealt especially with the problem of resonance capture of neutrons. The final treatment of this problem was provided mainly by C.F. von Weizsäcker and K.H.

¹ The German scientists used to call the device either *Uranbrenner* or *Uranmaschine*, their competitors in America called it the “uranium pile”.

Höcker [2]. F. Bopp contributed an essential part of the reactor theory by introducing for the first time the two-neutron type diffusion theory, i.e. he divided the neutrons occurring in the fission process into fast ones and thermal (slow) ones [3]. Finally, C.F. von Weizsäcker pointed out the possibility of attaching a neutron to ^{238}U , thus obtaining a new fissionable element, which is today called plutonium-239 [4].

Because the notation used in Heisenberg's papers is nowadays unfamiliar, they allow no easy reading. In particular the author does not use the presently conventional multiplication factor k but rather the "coefficient of neutron production" (*Neutronenproduktionskoeffizient*) \bar{v} , which may be written as (with l denoting the life time of the neutron)

$$\bar{v} = \frac{k - 1}{l} \quad [\text{s}^{-1}] .$$

Now, while k is a conspicuous quantity but not an observable one, \bar{v} represents a less conspicuous quantity that can be observed directly. Obviously, the condition for neutron increase is $k > 1$ or $\bar{v} > 0$.

In Heisenberg's two pioneering papers, which are based on a diffusion theory, all crucial concepts of the current reactor theory already appear, e.g., critical size, exponential increase of the neutron density for $k > 1$, temperature dependence of k (i.e., decreasing k for increasing temperature), etc.

The progress of the German work on the uranium machine was almost entirely determined by the problems of obtaining the necessary amounts of heavy water and uranium metal. The experiments of R. and K. Döpel and W. Heisenberg in early 1942 yielded a first success: the authors obtained an increase of neutrons in an arrangement of heavy water and uranium metal (see paper No. 15, pp. 536 – 544). These efforts reached a final point in the well-known experiment B8 at Haigerloch, where a multiplication factor of 1.11 was found; however, no German wartime experiment ever surpassed the critical point (implying an unlimited increase of the neutrons).

Heisenberg tried, in the first place, to perform experiments in order to gain more accurate data and neutron cross sections for uranium and the moderator substances used. As an example of the results obtained we show in Table 1 the absorption cross sections for different materials in comparison with the latest data.

One can find the detailed data in the review paper of Heisenberg and Wirtz, "*Großversuche zur Vorbereitung der Konstruktion eines Uranbrenners*" (Large scale experiments in preparing the constructing of a nuclear pile), published in the *FIAT Reports* after the war [5]. In the same paper we also transformed the

Table 1. Thermal absorption cross section ($\times 10^{24} \text{ cm}^2$)

Element	H	D	Be	C	U_{nat}
Old data	0.24	0.0015	0	0.0064	6.2
Present data	0.34	0.0057	0.001	0.0033	7.2

Table 2. Neutron production and multiplication coefficients

Experiment	B1	L4	G2	B6b	B7	B8
$[s^{-1}]$ k	-950 0.92	90 1.02	360 1.09	266 1.08	266 1.08	430 1.11

war data for \bar{v} into the multiplication factor k (which is today called k_∞). Table 2 contains a sample of these data plus their transformation for some typical experiments of the German Uranium Project.

In addition, the review paper includes a detailed description of the last experiment B8, which we would today call an exponential experiment.

Finally, we would like to refer to a report of November 1945, which A. Weinberg and L. Nordheim wrote about the German Uranium Project for A. H. Compton [6]. These authors arrived at the conclusion that the German experiments gave results in remarkable agreement with those stemming from corresponding American experiments. The German physicists, however, did not know about the poisoning effect of xenon-135, and probably had not then considered the importance of delayed neutrons for the stability of a reactor.

We have already stressed at another occasion the fact that the uranium work did not lie at the center of Heisenberg's interests; still, when he was confronted with the task, he apparently succeeded easily in familiarizing himself with the semi-technological field, and he managed during World War II to become the leading expert in the German Uranium Project [7].

Historical Sequence

Following the discovery of uranium fission by O. Hahn and F. Strassmann at the end of 1938 [8], and the subsequent investigations of F. Joliot and collaborators [9], a world wide discussion of the possibility of producing energy from nuclear fission started, which was overshadowed and influenced by the impending war. In Germany, too, many scientists participated in the discussion. A detailed report of these events can be found, for example, in a paper by W. Hanle and E. R. Bagge [10]. Heisenberg himself provided an account of the particular work on nuclear power production in Germany during World War II [11]. Finally, David Irving relates many details of the story in his book *The Virus House* [12].

The result of the early discussions in Germany was the following. After the outbreak of war the *Heereswaffenamt* seized the *Kaiser Wilhelm-Institut für Physik* (KWI) in Berlin-Dahlem and commissioned Dr. Kurt Diebner to direct it, with the goal of coordinating and concentrating there the secret efforts aimed at nuclear power production from uranium (Uranium Project). Besides the *KWI für Physik*, the following institutions contributed to the Uranium Project: the research institute of the *Heereswaffenamt* in Göttingen or Kummersdorf, the *KWI für Chemie* in Berlin (directed by O. Hahn), the physics department of the *KWI*

für medizinische Forschung in Heidelberg (directed by W. Bothe), the Physico-Chemical Institute of the University of Hamburg (directed by P. Harteck), the Physical Institute of the University of Leipzig (W. Heisenberg, R. and K. Döpel), and a few other places.

The most important basis of the joint work was provided by Heisenberg's papers (Nos. 1 and 2). Although Heisenberg himself was at that time still in Leipzig, he had close contact with all the groups located at other places. Soon, however, the participating scientists (sometimes called the *Uranverein*) agreed that Heisenberg should move to the Dahlem *KWI für Physik*; this opinion was also shared by K. Diebner, the officially appointed head of the Uranium Project². During the years 1940 and 1941, the particular type of the German uranium work and its prospects for the duration of the war were clarified; the successful experiment of the Döpels and Heisenberg in the spring of 1942 finally settled the direction to be taken. At a conference held on 4 June 1942 in the *Harnack-Haus* of the *Kaiser Wilhelm-Gesellschaft* in Berlin-Dahlem, in which, among others, Albert Speer, the Reichsminister for Armament, Field Marshal E. Milch (of the Air Force) and the leading scientists of the Uranium Project participated, the whole situation was perfectly displayed. Heisenberg concluded the main status report by claiming that during the war the construction of a nuclear reactor seemed to be feasible, however, this would not be the case for a bomb, due to problems with materials supply. D. Irving describes an important event of the meeting as follows:

"The question-and-answer exchange which remained rooted most deeply in the memories of all those present came at the end of Heisenberg's speech. Field-Marshal Milch asked how large a nuclear bomb would have to be to destroy a large city. Heisenberg replied that the explosive charge would be about 'as large as a pineapple', and he emphasised the point with a gesture of his hands." [13]

The result of the *Harnack-Haus* meeting was that the Uranium Project was taken away from the command of the German Army and turned over to the *Reichsforschungsrat* (Research Council of the *Reich*). At the same time K. Diebner left the directing position at the *KWI für Physik*, to which Heisenberg was appointed³.

In principle, all the results of one group participating in the Uranium Project were accessible to any other group. In particular, Heisenberg was in a position to evaluate the results of all large-scale experiments. Each group and every collaborator in each group sought to obtain steadily increasing amounts of suitable material – in particular heavy water and uranium metal – and to test this

² We emphasize this point here, because some later reports put forward a different view. It should further be mentioned that Peter Debye, the director of the *KWI für Physik*, could not participate in the Uranium Project, since he refused to become a German citizen as was demanded for a secret project. He instead accepted in January 1940 an invitation to go to the USA (Cornell University, Ithaca, N.Y.) and was given leave of absence. Later he remained at Cornell and became an American citizen.

³ Since Debye was still on leave, Heisenberg was not appointed "Director of" but "Director at the Institute". After the war Debye was asked officially whether he would resume his directorship of the *KWI für Physik*, and he decided to stay in America.

material in increasingly extended and improved experimental arrangements with refined methods of measurement. The distribution of the scarce material to the various groups was certainly strongly, if not completely, influenced by the particular ability to carry out an experiment at a given place with the final goal of achieving a critical reactor. If one takes into account the situation existing then in Germany, it was extremely difficult for this procedure to succeed. In fact, the neutron multiplication necessary for a critical reactor was reached nowhere, although an increase of the number of neutrons could be found.

This ultimately negative result would probably not have changed even if a different evaluation of the graphite measurements of W. Bothe and P. Jensen [14] had persuaded the German scientists to try a uranium reactor using graphite as the moderator. The building and completion of such a reactor would have demanded a big effort, and its construction would certainly not have proceeded in Germany as fast as it did in the United States⁴.

On the other hand, enough heavy water was available, in principle, to achieve a critical reactor in Germany as well. But even Heisenberg could not prevent this heavy water supply being split among the different groups of the Uranium Project. The official administration which coordinated the whole work, notably the *Reichsforschungsrat*, simply followed those politics in the final stages of the war which would keep the individual research groups going. Today it is easy to criticise such politics, however, we can hardly imagine the situation underlying the difficult decisions at that time.

The sequence of Heisenberg's uranium papers was essentially determined by external conditions and circumstances. His reports No. 1 and 2 provided the foundation of the whole project. In the reports Nos. 3 (pp. 419–426), 4 (pp. 427–431), 6 (pp. 463–475), 8 (pp. 481–498), 13 (pp. 526–528), 14 (pp. 529–535) and 15 (pp. 536–544), covering work until spring 1942, the Döpels and Heisenberg proved the fact that arrangements of heavy water and uranium exist in which the number of neutrons increases, i.e., in which the characteristic number k is larger than 1. The papers Nos. 5 (pp. 432–462), 10 (pp. 514–516), 12 (pp. 522–525), 16 (pp. 545–552), 17 (pp. 553–569), 20 (pp. 588–594), and 21 (pp. 595–601) discuss the set-ups and the results of the more extended experiments, which Heisenberg supervised until early 1945 as the head of the *KWI für Physik*. The report No. 19 (pp. 576–587) evaluates the experiments of the Gottow group carried out at Kummingsdorf under the direction of K. Diebner.

The postwar review by Heisenberg and Wirtz presents an evaluation of all large-scale experiments in Heidelberg (BF), Leipzig (L), Gottow or Kummingsdorf (G), and in Berlin or Haigerloch (B). In Table 3 we reproduce a timetable of these experiments (the number attached to each letter denotes the number of the experiment).

It can be considered the particular merit of Heisenberg that the experiments were carried out systematically at all: his scientific superiority and his personal

⁴ The Manhattan project in the United States reached its different goal, the atomic bomb, by employing large manpower and exploiting vast material sources only *after* the European war had ended: in the summer of 1945 enough uranium-235 was available to make a bomb and enough plutonium had been produced for the same purpose in a graphite reactor.

Table 3. Timetable of experiments [15]

1940		1941							
B ₁	L ₁	B _F	B ₂	G ₁	B ₃	B ₄	B ₅	L ₂	L ₃
1942		1943		1944				1945	
L ₄	G ₂	G _{3a}	G _{3b}	B _{6a}	B _{6b}	B _{6c}	B _{6d}	B ₇	B ₈

unifying power, which was recognized by all groups, made them follow a joint program. That the success of the German Uranium Project was limited was due to external causes.

References

- 1 See, e.g., S. Flügge: *Die Naturwissenschaften* **27**, 402 (1939); *Deutsche Allgemeine Zeitung*, 15. August 1939
- 2 C.F. von Weizsäcker, P.O. Müller, K.H. Höcker: Berechnung der Energieerzeugung in der Uranmaschine, unpublished report dated 26 February 1940
- 3 F. Bopp: Unpublished report. (See also Heisenberg's paper No. 20, pp. 588 – 594.)
- 4 C.F. von Weizsäcker: Die Möglichkeit der Energiegewinnung aus U²³⁸, unpublished report dated 17 July 1940
- 5 W. Heisenberg, K. Wirtz: Großversuche zur Vorbereitung der Konstruktion eines Uranbrenners, in *FIAT Review of German Science (Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939 – 1945)*, Vol. 14, ed. by W. Bothe, S. Flügge (Dieterichsche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden 1948) pp. 143 – 165; reprinted in *W. Heisenberg: Collected Works B*, pp. 419 – 441
- 6 A. Weinberg, L. Nordheim to A.H. Compton, 8 November 1945
- 7 W. Häfele, K. Wirtz: Zur Physik am Karlsruher Forschungsreaktor FR2, in *Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit*, ed. by F. Bopp (Vieweg, Braunschweig 1961) pp. 8 – 22
- 8 O. Hahn, F. Strassmann: *Die Naturwissenschaften* **27**, 11 (1939)
- 9 H. von Halban, F. Joliot, L. Kowarski: *Nature* **143**, 470, 680 (1939)
- 10 W. Hanle, E.R. Bagge: *Atomkernenergie* **40**, 3 (1982)
- 11 W. Heisenberg: *Die Naturwissenschaften* **33**, 325 (1946)
- 12 D. Irving: *The Virus House* (William Kimber, London 1967)
- 13 Ref. 12, p. 109
- 14 W. Bothe, P. Jensen: *Z. Phys.* **122**, 749 (1944)
- 15 K. Wirtz: *Phys. Bl.* **3**, 371 (1947), esp. p. 373. Compare also *Tabelle 4* in W. Heisenberg, K. Wirtz, Ref. 5, p. 157.

Heisenberg's Uranium Project Papers: Sources and Editing Procedure

Note by H. Rechenberg

The German uranium research (Uranium Project) during World War II had the status of a secret war project. The reports containing the results were not available to the public, but were collected as "secret" (*geheim*) papers – in the following called Uranium Papers – by the authorities involved, in particular the *Heereswaffenamt* (Army Weapons Bureau), which directed the project from September 1939 to early 1942, and the *Beauftragter des Reichsmarschalls für Kernphysik* (Commissioner of the Reichs Marshall for Nuclear Physics), who took over the official responsibility later. At the end of the war, the American ALSOS Mission seized, together with some related material and the leading representatives of the *Uranverein* (Uranium Club), a great number of the secret reports; these captured reports, as well as the material and apparatus, were taken to the USA [1].

After the war, only scattered copies of collections of the Uranium Papers existed in Germany, kept by several former collaborators of the Uranium Project. For example, while no report remained at the Kaiser Wilhelm-Institut für Physik in Hechingen – later transferred to Göttingen – Kurt Diebner (head of the Uranium Project in Berlin 1939–1942) saved a set of copies [2]. Also others, such as Prof. Karl-Heinz Höcker and Prof. Wilhelm Walcher, still possessed individual copies or collections of the Uranium Papers [3].

To fulfil the task of presenting Heisenberg's Uranium Papers in his *Collected Works*, we had to proceed in three steps:

- i) to establish a complete list of titles of Heisenberg's relevant papers;
- ii) to trace these reports to their present places and to obtain suitable copies;
- iii) to edit the reports properly (which includes filling gaps, etc.).

1. List of the Formerly Secret German Uranium Papers

A complete list of Heisenberg's papers would automatically follow from a complete list of *all* German Uranium Papers. Such a list might be obtained by assembling the information existing at those places where larger or smaller collections of these reports are available. To this purpose, we wrote to selected institutions and asked individual people, arriving at the following conclusions and results:

- a) The ALSOS Mission turned over the captured German reports to the *Manhattan District U.S. Engineers*. 394 German documents on atomic energy were later transferred to the *United States Atomic Energy Commission*, still later

“unclassified”, and finally returned (after 1971) to Germany. A list of these 394 items (numbered G-1 to G-394), which gave the English translation of the titles plus short abstracts, appeared in 1952 as a brochure:

German Reports on Atomic Energy. A Bibliography of Unclassified Literature, Compiled by Lore R. David and I. A. Warheit. Technical Information Service, Oak Ridge, Tennessee (United States Atomic Energy Commission TID 3030).

We shall cite this list as the *G-List* in the following.

b) In Germany, some contributors to the Uranium Project kept lists or sets of papers. Perhaps the most important list has been found in two copies (E. Bagge, K.-H. Höcker): it gives the titles of 126 reports, submitted between 6 December 1939 and 7 January 1942, plus their code numbers and size, as well as the dates of submission. This list must be regarded as the official project list for the period covered; we shall call it the *KWI-List* in the following, because it originated at the *Kaiser Wilhelm-Institut für Physik*, the place directing the whole project from September 1939 to January 1942. The KWI-List was fully absorbed by Kurt Diebner into a list of 228 papers, which he published in 1956 under the pseudonym Werner Tautorus [4]. The author of this list, which is henceforth called the *T-List*, tried to cover in it the complete German Uranium Project by making use of all information available at that time in Germany. (See also under c)!

c) Some authors of books and reviews on the German Uranium Project collected and cited a large number of uranium papers. Of these valuable sources, we mention two in particular:

- 1) *FIAT Review of German Science 1939 – 1946, Volume 14: Nuclear Physics and Cosmic Rays, Part I, II*, ed. by W. Bothe, S. Flügge (Dieterich'sche Verlagsbuchhandlung Wiesbaden 1948); especially the articles by O. Hahn, W. Seelmann-Eggebert and H. Götte, A. Flammersfeld, G. v. Droste, S. Flügge und K. Sauerwein, and W. Jentschke in Part I (pp. 171 – 224); W. Heisenberg and K. Wirtz, O. Haxel, K.-H. Höcker, and P. Harteck in Part II (pp. 142 – 193). We call the list derived from the *FIAT Review* the *FIAT-List*.
- 2) For his book *The Virus House* (William Kimber, London 1967), David Irving collected a large number of sources, i. e., copies of some of the American captured reports (from the *G-List*) and additional material from E. Bagge, S. Goudsmit, F. Hahn and O. Hahn, P. Harteck, and W. Osenberg. He reproduced these copies on three microfilms, namely, *Records of the German Atomic Research Programme, 1938 – 1945; DJ-29, DJ-30, DJ-31*. We shall call the list derived from these microfilms the *Irving-List* (and use in quotes besides the number of the microfilm also the frame numbers).

It is not possible to decide beyond doubt whether the information stemming from all these lists yields an exhaustive set of titles of the German Uranium Papers. However, in view of the fact that no complete official list exists, this is the best we can do. In studying the different lists referred to above, we find, for example, that the *KWI-List* actually covers all known titles up to the beginning of January

1942; hence it is very probably *the* official list for the first period of the German Uranium Project. After that time no such list seems to have been compiled by any German authority. To some extent, the collections of Uranium Papers contained in 14 special issues or, more accurately, the content pages of these issues may serve that purpose. The issues were prepared by the *Bevollmächtigter des Reichsmarschalls für Kernphysik* and the predecessor in the Heereswaffenamt (Professors E. Schumann, A. Esau, and W. Gerlach), carrying dates from January 1942 to November 1944:

Nutzbarmachung von Atomkernenergien. Geheime Forschungsberichte. Heft 1. Januar 1942; Heft 2. Januar 1942; Heft 3. März 1942; Heft 4. Oktober 1942; Heft 5. Februar 1943; Heft 6. März 1944; Heft 7. März 1944; Heft 8. März 1944; Heft 9. Mai 1944; Heft 10. Oktober 1944; Heft 11. Oktober 1944; Heft 12. Oktober 1944; Heft 13. Oktober 1944; Heft 14. November 1944 (Sonderheft der Forschungsanstalt der Deutschen Reichspost, Abteilung für Kernphysik. Geheim).

One would tend to assume that the collection for the *Bevollmächtigter* should be fairly complete, at least for the period from January 1944 to Summer 1944; there are, however, indications – e.g. from the FIAT-List – that some papers were not included in the 14 issues of *Geheime Forschungsberichte*. In any case, no list or larger collection of the reports written from Fall 1944 to March or April 1945, when the German Uranium Project was terminated, is available. The difficult, even chaotic, situation in Germany at the end of the war may have prevented any orderly registration of the last work on the project.

2. Search for Heisenberg's Uranium Papers

Since no list of the Uranium Papers can be proved to be complete, the same will be true of any list of the relevant papers of Heisenberg. Though it is quite unlikely, after the extended search of many years, that papers other than those referred to in the following will be found in the future, we must always be prepared for further, so far unknown, papers to show up (discovered in still secret files in the USA of Europa).

The titles contained in the list below have been derived from *all* information and lists available to us. We have assigned numbers to those reports which we obtained copies of and which we reproduce below (Nos. 1 – 21). The missing reports we have labelled by letters (a – f). The titles are stated as completely as possible (removing abbreviations), as are the dates of the reports (if given in them or in the KWI-List).

“Complete” List of Heisenberg’s Uranium Papers

- 1) Die Möglichkeiten der technischen Energiegewinnung aus der Uranspaltung. 6 December 1939;
- 2) Bericht über die Möglichkeit technischer Energiegewinnung aus der Uranspaltung (II). 29 February 1940;

- 3) Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen in schwerem Wasser (with R. and K. Döpel). 7 August 1940;
- 4) Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen im Präparat 38 (with R. and K. Döpel). 5 December 1940;
- a) Bericht über die ersten Versuche an der im KWI für Physik aufgebauten Apparatur. 21 December 1940;
- 5) Bericht über die Versuche mit Schichtenanordnungen von Präparat 38 und Paraffin am Kaiser Wilhelm-Institut für Physik in Berlin Dahlem. 18 April 1941;
- 6) Versuche mit einer Schichtenanordnung von Wasser und Präparat 38 (with R. and K. Döpel). 28 April 1941;
- 7) Theoretischer Nachtrag (zum Bericht von E. Fischer). 26 June 1941;
- 8) Versuche mit einer Schichtenanordnung von D_2O und Präparat 38 (with R. and K. Döpel). 28 October 1941;
- 9) Über die Möglichkeit der Energieerzeugung mit Hilfe des Isotops 238. 19 November 1941;
- 10) Vorläufiger Bericht über Ergebnisse an einer Schichtenkugel aus 38-Metall und Paraffin (with F. Bopp, E. Fischer, C.F. von Weizsäcker und K. Wirtz). 6 January 1942;
- 11) Die theoretischen Grundlagen für die Energiegewinnung aus der Uranspaltung. Presented 26 February 1942;
- 12) Untersuchungen mit neuen Schichtenanordnungen aus U-Metall und Paraffin (with F. Bopp, E. Fischer, C.F. von Weizsäcker and K. Wirtz). Presented 26 – 28 February 1942;
- 13) Die Neutronenvermehrung in einem D_2O -38-Metall-Schichtensystem. (Vorläufiger Bericht) (with R. and K. Döpel). Presented 26 – 28 February 1942;
- 14) Die Neutronenvermehrung in 38-Metall durch rasche Neutronen (with R. and K. Döpel). Presented 26 – 28 February 1942;
- 15) Der experimentelle Nachweis der effektiven Neutronenvermehrung in einem Kugel-Schichten-System aus D_2O und Uran-Metall (with R. and K. Döpel);
- 16) Bemerkungen zu dem geplanten halbtechnischen Versuch mit 1,5 to D_2O and 3 to 38-Metall. 31 July 1942;
- 17) Messungen an Schichtenanordnungen aus 38-Metall und Paraffin (with F. Bopp, E. Fischer, C. F. von Weizsäcker and K. Wirtz). 30 October 1942;
- 18) Die Energiegewinnung aus der Atomkernspaltung. Presented 5 May 1943;
- 19) Auswertung des Gottower Versuches;
- 20) Theoretische Auswertung der Dahlemer Großversuche;
- b) Schichtenversuche mit Uranmetall in D_2O (B_6) (with F. Bopp, E. Fischer, K. Wirtz, W. Bothe, P. Jensen and O. Ritter). 1943 – 1944;
- c – e) 3 Berichte über B_6 und B_7 (with F. Bopp, E. Fischer, K. Wirtz, W. Bothe, P. Jensen and O. Ritter). 1944 and 1945;
- 21) Bericht über einen Versuch mit 1,5 to D_2O und U und 40 cm Kohlerückstreumantel. (B_7) (with F. Bopp, W. Bothe, E. Fischer, E. Fünfer, O. Ritter and K. Wirtz). 3 January 1945.
- f) Bericht über den Versuch B_8 in Haigerloch (with F. Bopp, W. Bothe, E. Fischer, P. Jensen, O. Ritter and K. Wirtz). 1945.

We should add the remark that the title of the missing Report a has been taken from the KWI-List, while those of Reports b – f stem from the FIAT-List, especially from the review of W. Heisenberg and K. Wirtz [5]. Now, Report a certainly existed in reality, even if no copy remains in the available collections. This is not so sure in the other cases; indeed, when Heisenberg and Wirtz wrote their FIAT Review, they had with them only 18 of the German Uranium Papers [6]. As far as Reports b – e are concerned – which Heisenberg and Wirtz quoted with only rough titles – some of them might be identical; for example, Report b with one of the Reports c – e; also the last of the Reports c – e (the one on the experiment B₇) could possibly be Report No. 21 (which is not missing). Unfortunately, we cannot finally decide about the actual number of missing Uranium Papers of Heisenberg. We also note that apparently no copy of Report f on the final Haigerloch experiment has survived [7].

3. Sources of Heisenberg's Uranium Papers Published in This Volume

Source Table of Heisenberg's Uranium Papers

Number in this volume	KWI-List	T-List	FIAT-List (footnote)	G-List	Irving-List (microfilm) ^a
1	H1	106	1	G-39	DJ-29 374
2	H2	107	1	G-40	DJ-29 398
3	D1	49	–	G-23	–
4	D2	50	5	G-22	–
5	H8	109	16	G-93	DJ-29 471
6	D3	51	14	G-74	DJ-29 548
7	H16	110	–	G-79	–
8	D4	52	14	G-75	–
9	H19	113	2	G-92	–
10	B20	9	16	G-126	DJ-30 015
11	–	–	–	–	DJ-29 1005
12	–	–	15	G-127 (in G-310)	DJ-30 122
13	–	53	14	G-373 (in G-310)	DJ-30 120
14	–	54	14	G-137 (in G-310)	DJ-30 125
15	–	–	–	G-136	DJ-29 527
16	–	111	16	G-161 (in G-311)	DJ-30 228
17	–	112	16	G-162 (in G-312)	DJ-30 342
18	–	–	–	G-217	–
19	–	N6	15	G-219	–
20	–	–	–	G-220	–
21	–	–	16	G-300	DJ-29 565

^a The number after the microfilm number denotes the frame.

The titles of the Uranium Papers of Heisenberg, i. e. of Reports Nos. 1 – 21, occur in many of the available lists. In the *Source Table* above we present the corresponding references. (The N numbers of the T-List denote the numbers in the “*Nachtrag*”.) We should emphasize here that the Reports Nos. 19 and 20 are assigned in the G-List to K.-H. Höcker. In copies of these papers kept by Professor Höcker, however, he wrote down Heisenberg as the author. We have confirmed this claim by checking the copies in Karlsruhe; although they give no author at the top of the papers, it is clear from the handwriting that Heisenberg inserted the formulae and thus was responsible for the papers [8].

4. Editing of Heisenberg's Uranium Papers

The papers registered in the American G-List have been deposited in the library of the *Kernforschungszentrum Karlsruhe*. Not all of these are “original copies” of the Uranium Papers; some exist only as photocopies. Of Heisenberg's Uranium Papers, Nos. 1, 12 – 17, 20 and 21 are available as “original copies”, while Nos. 2 – 10 exist as photocopies. Report No. 11 we have taken from the Irving Microfilm DJ-29. The quality of most “originals” or photocopies would not allow good photographic reproduction in the *Collected Works*. We decided, therefore, to have all Heisenberg Uranium Papers reset. In order to establish a close relation to the original, we indicate in the reprint the page numbers of the original reports.

The reproduction of the figures in the Uranium Papers presented a difficult problem. Since redrawing the curves seemed impossible (without a significant change of the originality), we made photos of the Karlsruhe documents. Heisenberg's hand-drawn figures in Reports Nos. 1 and 2 could not be done this way, hence we had them redrawn with the closest possible resemblance to the originals. It might be mentioned that we have tried to keep the figures at their original places. Those added at the end of the reports we have given such page numbers as if they had really been numbered in the originals. (The page numbers of the originals have been given at the margin of the reprint; the beginning of a new line is indicated by a vertical line in the text.)

With respect to the text of the papers, it was at times quite useful to have several copies available, in order to check words, numbers, formulae, etc. We have made, however, no effort to correct mistakes besides obvious ones. The German writing of the hyperbolic functions – using Gothic letters – has been replaced by the standard symbols of the international mathematical literature; the same we have done with the writing of exponential functions. Altogether, we hope to have established reliable and complete versions of the full reports. The only exception concerns the figures of Report No. 15; no available copy or photocopy included them. We have tried, however, to derive the information contained in the figures, principally from the *Nachlaß* of Professor Robert Döpel [9].

In conclusion, we express cordial thanks to all those who have helped us considerably in obtaining the Uranium Papers of Heisenberg (or information about them), notably Prof. Erich Bagge (Kiel), Dr. David Cassidy (Boston), the late

Prof. Robert Döpel (Ilmenau), Prof. Günther Fraas (Ilmenau), Prof. Wilhelm Hanle (Gießen), Prof. Otto Haxel (Heidelberg), Prof. Karl-Heinz Höcker (Stuttgart), Dr. Christian Kleint (Leipzig), Prof. Hans Mark (Washington, DC), Dr. A. Miller (Karlsruhe), Mr. Edward J. Reese (Washington, DC), Prof. Wilhelm Walcher (Marburg), Dr. Bruce Wheaton (Berkeley), Dr. Gerald Wiemers (Leipzig), and Prof. Karl Wirtz (Karlsruhe). We are especially grateful to Mr. Heribert Homma of the *Literaturabteilung, Kernforschungszentrum Karlsruhe*, for his kind and patient assistance in showing us the Karlsruhe documents and obtaining suitable reproductions of the figures.

Footnotes and References

- 1 See S. A. Goudsmit: *ALSOS* (Henry Schuman, New York 1947); reprinted with an introduction by R.V. Jones as *Volume I of The History of Modern Physics, 1800 – 1950 Series* (Tomasch, Los Angeles/San Francisco 1983).
Also see B. T. Pash: *The ALSOS Mission* (Award House, New York 1969).
- 2 Diebner's copies are now deposited at the *Institut für Reine und Angewandte Kernphysik*, Kiel, with Professor Erich Bagge.
- 3 We should mention in this context that during the war keeping copies of the Uranium Papers was not officially allowed, even for authors of the reports: in general, the finished reports plus the notes connected with them had to be sent to the authorities. (Private communication from Professor Walcher.)
- 4 Werner Tautorus: Die deutschen Geheimarbeiten zur Kernenergieverwertung während des zweiten Weltkrieges 1939 – 1945, *Atomkernenergie* 1, 368 – 370, 423 – 425 (1956)
- 5 W. Heisenberg, K. Wirtz: Großversuche zur Vorbereitung der Konstruktion eines Uranbrenners, in *FIAT Review of German Science 1939 – 1946: Nuclear Physics and Cosmic Rays. Part II*, ed. by W. Bothe, S. Flügge (Dieterichsche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden 1948) pp. 143 – 165; reprinted in *Gesammelte Werke/Collected Works B*, pp. 419 – 441.
- 6 See the letter of W. Heisenberg to Scientific Branch, United States Forces, 25 February 1947. In a letter to Siegfried Flügge (one of the editors of the *FIAT Review*) Heisenberg complained that he "actually did not possess any report of all important works on the uranium machine", pointing explicitly to the report of the Döpels and himself on the last Leipzig experiment in Spring 1942 (No. 15), the reports of Diebner et al. on their cube experiments in Gottow from 1942 to 1944, the report on the Berlin experiment of the year 1944 (B VI), and the report of Bothe and Flammersfeld on the experiment with a homogeneous mixture of uranium oxide and water (Heisenberg to Flügge, 24 April 1947; Werner Heisenberg-Archiv).
- 7 In interviews, two of the collaborators of the last experiment (B VIII), Professor K.-H. Höcker and K. Wirtz, declared that this report *must* have been written.
- 8 Professor Höcker mentioned in an interview that he may have drafted preliminary versions of the reports.
- 9 See Chr. Kleint: Aus der Geschichte der Leipziger Uranmaschinenversuche – Zum 90. Geburtstag von Robert Döpel, *Kernenergie* 29, 245 – 251 (1986)

Die Möglichkeit der technischen Energiegewinnung aus der Uranspaltung

Von W. Heisenberg¹

Zusammenfassung: Die hier zusammengestellten Überlegungen, die eine genauere Erörterung der im *Flüggeschen* Artikel aufgeworfenen Frage bezeichnen, gehen von folgenden Voraussetzungen aus: Es wird angenommen, daß die von *Bohr* und *Wheeler* (Phys. Rev. 56, 426, 1939) gezogenen Schlüsse im wesentlichen richtig sind, daß insbesondere U_{92}^{235} das für die Spaltung durch thermische Neutronen verantwortliche Isotop ist. Ferner wird angenommen, daß die in der *Anderson-Fermi-Szilardschen* Arbeit (Phys. Rev. 56, 284, 1939) angegebenen Zahlen richtig sind. Unter diesen Voraussetzungen wird untersucht, ob es möglich ist, Stoffgemische herzustellen, die bei der Beschleußung mit Neutronen mehr Neutronen aussenden als absorbieren, und in welcher Weise Maschinen zur Energiegewinnung wirken, die mit solchen Gemischen arbeiten.

1) Der Anderson-Fermi-Szilardsche Versuch

Anderson, Fermi und *Szilard* haben gefunden, daß die Anzahl der in einem großen Wassergefäß absorbierten Neutronen um 10% ansteigt, wenn in das Wasser eine bestimmte Menge Uran hineingebracht wird. Dabei wurde festgestellt, daß das Uran im ganzen bei dieser Anordnung etwa die Hälfte der von der Quelle ausgesandten Neutronen als thermische Neutronen absorbiert. Wenn also n Neutronen pro sec von der im Zentrum des Wasserbehälters gelegenen Quelle ausgehen, so werden ohne Uran ebenfalls n im Wasser absorbiert; mit Uran werden jedoch nach Ausweis der Messung $1,1 \cdot n$ im Wasser und $0,5 \cdot n$ im Uran absorbiert, also müssen $0,6 \cdot n$ Neutronen pro sec wieder vom Uran emittiert werden. Dies bedeutet, daß aus einem von Uran absorbierten thermischen Neutron schließlich (nach Einrechnung von Spaltung, Einfangung, Resonanzeingang der Spaltungsneutronen usw.) etwa 1,2 thermische Neutronen entstehen.

- 2 Um hieraus die Anzahl der Neutronen zu berechnen, die pro absorbiertes thermisches Neutron zunächst entstehen, muß festgestellt werden, wie wahrscheinlich es ist, daß ein schnelles Neutron im U_{92}^{238} etwa durch Resonanzprozesse eingefangen wird, bevor es die thermischen Energien erreicht. (Die Einfangung im Wasser kann hier völlig vernachlässigt werden.) Wir nennen diese Wahrscheinlichkeit w . Dann kann man die eben besprochene Rechnung folgendermaßen verbessern: die Anzahl pro sec der von der Quelle emittierten Neutronen ist n , hiervon gelangen bis ins thermische Gebiet $n(1-w)$; im Wasser werden $1,1 \cdot n$ thermische Neutronen absorbiert, im Uran $0,5 \cdot n$. Dabei entstehen durch Spal-

¹ Undated, but according to KWI-List dated 6 December 1939. (Editor)

tung $0,5 \cdot n \cdot X$ Neutronen, von denen $0,5 \cdot n \cdot (1-w) \cdot X$ ins thermische Gebiet kommen. Man erhält also die Gleichung:

$$(n + 0,5 \cdot X \cdot n)(1-w) = 1,1 \cdot n + 0,5 \cdot n, \quad \text{daraus} \\ 1 + 0,5 \cdot X = 1,6/(1-w), \quad X = 3,2/(1-w) - 2.$$
 (1)

Die Größe w wird im folgenden Abschnitt bestimmt.

2) Die Einfangung von Neutronen im U_{92}^{238} an Resonanzstellen

Die Uranatome können in zweierlei Weise mit anderen zur Neutronenverlangsamung dienenden Stoffen gemischt sein: das Uran kann entweder in irgend einer Verbindung in einem anderen Stoff gelöst sein (*Halban, Joliot, Kowarski; Nature 143*, 680, 1939), oder das Uran ist in größeren Stücken konzentriert und von der anderen Substanz umgeben (*Anderson, Fermi und Szilard*).

a) Im ersten Fall hängt die Wahrscheinlichkeit w dafür, daß ein Neutron bei seiner Verlangsamung in einer Resonanzstelle eingefangen wird, von dem Konzentrationsverhältnis ab. Wir nehmen an, daß N_U Uranatome und N Atome des für die Verlangsamung bestimmenden Stoffes im ccm vorhanden seien. Dann ist die Wahrscheinlichkeit für den Einfang bei einem Stoß

$$\frac{N_U \sigma_U}{N \sigma + N_U \sigma_U}, \quad (2)$$

wobei σ den elastischen Wirkungsschnitt der Streusubstanz, σ_U den Einfangwirkungsquerschnitt von U bedeutet. In der Nähe der Resonanzlinie E_k ist ferner nach *Breit* und *Wigner* 3

$$\sigma_U = \sigma_k \frac{(\frac{1}{2} \Gamma_k)^2}{(E - E_k)^2 + (\frac{1}{2} \Gamma_k)^2}. \quad (3)$$

Die mittlere Anzahl der Stöße zwischen der Energie E_1 und E_2 ist

$$\int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{E} \frac{1}{(-\lg \delta)}, \quad (4)$$

wenn δ den Bruchteil bedeutet, auf den im Mittel die Energie eines Neutrons beim elastischen Stoß reduziert wird. ($\delta = 1/2$ für den Stoß mit Protonen.) Allgemein ist $\delta = 1 - [2M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2]$, wobei M_1 bzw. M_2 die Masse des stoßenden bzw. des gestoßenen Teilchens bedeutet. Schließlich folgt daraus für w , wenn

$$\frac{\sigma N}{\sigma_k N_U} = \eta_k \quad (5)$$

gesetzt wird,

$$\begin{aligned}
 w &= \frac{1}{-\lg \delta} \int \frac{dE}{E} \frac{\sigma_{\text{U}} N_{\text{U}}}{\sigma N + \sigma_{\text{U}} N_{\text{U}}} \\
 &= \frac{1}{-\lg \delta} \int \frac{dE}{E} \sum_k \frac{1}{\eta_k [(E - E_k)^2 / (\frac{1}{2} \Gamma_k)^2 + 1] + 1} \\
 &= -\frac{1}{\lg \delta} \sum_k \frac{\pi \Gamma_k}{2 E_k^2} [\eta_k (1 + \eta_k)]^{-1/2}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Für die tiefste Resonanzstelle im Uran gilt nach *Bohr* und *Wheeler*:

$$I_1 = 0,12 \text{ eV} ; \quad E_1 = 25 \text{ eV} ; \quad \sigma_1 = 2700 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \tag{7}$$

Also wird der hiervon herrührende Beitrag zu w :

$$w_1 = \frac{0,0075}{-\lg \delta \sqrt{\eta_1 (1 + \eta_1)}}. \tag{8}$$

In den meisten praktischen Fällen ist $\eta_1 \ll 1$, also wird

$$4 \quad w_1 = \frac{0,0075}{-\lg \delta \sqrt{\eta_1}}. \tag{9}$$

Aus dem Umstand, daß die übrigen Resonanzstellen zum thermischen Einfang-Wirkungsquerschnitt etwa im ganzen 2,5 mal so viel beitragen wie die unterste, kann man vermuten, daß auch w etwa 3 bis 4 mal so groß sein kann wie w_1 . Doch ist man hier auf diese ganz unsichere Abschätzung angewiesen. Wir setzen also

$$w = \frac{0,026}{-\lg \delta \sqrt{\eta_1}} \kappa, \tag{10}$$

wobei κ einen unbekannten Zahlenfaktor bedeutet, der wahrscheinlich zwischen 1/2 und 2 liegen wird.

b) Wenn das Uran oder eine Uranverbindung große Raumgebiete unvermischt erfüllt und wenn diese Raumgebiete von der zur Verlangsamung bestimmten Substanz umgeben sind, so können nur Neutronen eingefangen werden, die in unmittelbarer Nähe der Uranoberfläche eine Energie in der Nähe der Resonanzenergie erhalten haben. (Wir nehmen dabei an, daß im Uran selbst keine merkbare Verlangsamung der Neutronen im fraglichen Energiegebiet eintreten kann.) Denn die Neutronen, die vor dem Erreichen der Uranoberfläche wieder mit einem anderen Atom zusammenstoßen, wandern durch den Stoß wieder aus dem Resonanzgebiet heraus. Es sei λ die mittlere freie Weglänge der Neutronen in der verlangsamenen Substanz (in dem betreffenden Energiegebiet). Dann ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron im Abstand x von der Uranoberfläche diese auch erreicht (seine Geschwindigkeit soll mit der Flächennormale den Winkel ϑ einschließen ($\cos \vartheta = +\zeta$)) durch

$$\beta(x) = e^{-x/\lambda\zeta} \quad (11)$$

gegeben. Die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron im Abstand x die Oberfläche erreicht, ist also

$$\overline{\beta(x)} = \frac{1}{2} \int_0^1 \beta(x) d\zeta = \frac{1}{2} \int_0^1 d\zeta e^{-x/\lambda\zeta}. \quad (12)$$

Bezeichnet man die mittlere Neutronendichte mit ϱ , so erreichen also pro 5 Flächeneinheit

$$\int \varrho \overline{\beta(x)} dx = \frac{\varrho}{2} \int_0^\infty dx \int_0^1 d\zeta e^{-x/\lambda\zeta} = \varrho \frac{\lambda}{4} \quad (13)$$

Neutronen die Oberfläche. Ihre Richtungsverteilung folgt dem Cosinusgesetz ($dw = \cos \vartheta d\Omega$), wenn die Neutronendichte in dem Streifen von der Breite $\lambda/4$ nicht merklich variiert. Wir können so rechnen, als ob alle Neutronen in einer Schicht der Breite $\lambda/4$ um den Urankörper herum diesen auch erreichen, während alle anderen Neutronen vorher einen Zusammenstoß mit einem anderen Atom erleiden.

Wir betrachten nun ein Neutron, das die Oberfläche trifft. Der Weg, den es im Mittel beim Durchqueren des Uranblocks zurückzulegen hätte, sei x , seine Energie sei E . Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß es im Uran absorbiert wird, ist dann durch

$$1 - e^{-x\sigma_U N_U}, \quad \left(\lambda_U = \frac{1}{\sigma_U N_U} \right),$$

gegeben. Diese Wahrscheinlichkeit hängt in der Nähe der Resonanzlinie sehr stark von der Energie ab.

Bilden wir

$$\Delta E = \int dE (1 - e^{-x\sigma_U N_U}), \quad (14)$$

so erhalten wir die „Äquivalenzbreite“ der Absorptionslinie. Wir können dann so rechnen, als ob alle Neutronen, deren Energie innerhalb ΔE liegt, im Uranblock absorbiert werden, während die übrigen frei durchgehen. Für die Resonanzlinie E_k wird

$$\begin{aligned} \Delta E &= \int dE (1 - \exp\{-x\sigma_k N_U (1/2\Gamma_k)^2 / [(E - E_k)^2 - (1/2\Gamma_k)^2]\}) \\ &= \frac{1}{2} \Gamma_k \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi (1 - e^{-(a/1 + \xi^2)}) , \\ &\left(\xi = \frac{E - E_k}{\frac{1}{2}\Gamma_k} \right), \end{aligned}$$

wobei $x\sigma_k N_U = a$ gesetzt ist.

6 Für $a \gg 1$, was in allen praktischen Fällen zutrifft, wird

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{1}{2} \Gamma_k \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi (1 - e^{-a/\xi^2}) = \Gamma_k \int_0^{\infty} \frac{d\eta}{\eta^2} (1 - e^{-a\eta^2}) \\ &= \Gamma_k \int_0^{\infty} d\eta 2a e^{-a\eta^2} = \Gamma_k \sqrt{\pi a} = \Gamma_k \sqrt{\pi x \sigma_k N_U} . \end{aligned} \quad (15)$$

Im Versuch von *Anderson, Fermi* und *Szilard* wird Uranoxyd (U_3O_8) in zylindrischen Stäben vom Durchmesser 5 cm benutzt. Man kann also etwa $x = 5$ cm setzen. Daher wird $a = 230$ und

$$\Delta E_1 = 0,12 \sqrt{\pi \cdot 5 \cdot 2700 \cdot 1,7 \cdot 10^{-2}} = 3,2 \text{ eV} . \quad (16)$$

Bezeichnet man die gesamte Anzahl der Neutronen in diesem Energiegebiet mit n_e , diejenigen von ihnen, die in der Oberflächenschicht von der Dicke $\lambda/4$ um den Uranblock liegen, mit n_{eo} , so wird der Beitrag der tiefsten Resonanzstelle zu w :

$$\frac{\Delta E_1}{E_1(-\lg \delta)} \cdot \frac{n_{eo}}{n_e} = \frac{0,13}{-\lg \delta} \cdot \frac{n_{eo}}{n_e} . \quad (17)$$

Für w selbst erhält man als Abschätzung

$$w = \frac{0,45}{-\lg \delta} \cdot \frac{n_{eo}}{n_e} \kappa , \quad (18)$$

wobei κ wie in (10) zwischen 1/2 und 2 liegen dürfte. In dem Versuch von *Anderson, Fermi* und *Szilard* liegt das Verhältnis n_{eo}/n_e , wie aus der Geometrie der Anordnung hervorgeht, etwa zwischen 1/20 und 1/6; man erhält also

$$w \approx 0,008 \kappa . \quad (19)$$

Die für alle weiteren Diskussionen entscheidende Größe

$$X = \frac{3,2}{1-w} - 2 ,$$

7 die die mittlere Anzahl der beim Spaltungsprozeß freiwerdenden Neutronen pro aufgefangenes thermisches Neutron im gewöhnlichen Uran angibt, liegt also wahrscheinlich zwischen 1,34 und 1,81:

$$1,34 \leq X \leq 1,81 . \quad (20)$$

Eine genauere Angabe über X läßt sich aus dem genannten Versuch nicht gewinnen.

Vergleicht man die beiden Methoden zur Verlangsamung der Neutronen, so erkennt man, daß bei den *Uranlösungen* die Anzahl der in Resonanzstellen weggefangenen Neutronen mit der Quadratwurzel aus der Urankonzentration an-

steigt, also bei gegebener Menge der verlangsamenen Substanz mit der Wurzel aus der Uranmenge anwächst. Bei einer Anordnung, in der größere Uranstücke von der Streusubstanz umgeben sind, wächst die Zahl der weggefangenen Neutronen mit der Oberfläche und der Wurzel aus der Dicke der Uranschicht, also bei gegebener Form mit der 5/6ten Potenz der Uranmenge.

Die zweite Methode hat gegenüber der ersten ferner den Nachteil, daß unter Umständen nicht die ganze Uranmenge zur Absorption der thermischen Neutronen ausgenutzt werden kann, da eventuell nur wenige thermische Neutronen bis ins Innere des Uranblocks gelangen. Andererseits beträgt bei der Anordnung von *Anderson, Fermi* und *Szilard* die Größe w nur etwa 2/3 des Wertes, der bei Lösung der gleichen Uranmenge in Wasser zu erwarten wäre. Hätten *Anderson, Fermi* und *Szilard* das Uranoxyd in einem kompakten zylindrischen Ring der beiden Radien 16 cm, und 24 cm angeordnet, so hätten sie w damit nochmal auf die Hälfte reduziert. Durch geschickte geometrische Anordnung läßt sich also bei der zweiten Methode w erheblich herabsetzen, worauf *Harteck* aufmerksam gemacht hat.

3) Lösungen von Uran in Wasser und schwerem Wasser

a) Wir betrachten zunächst einmal eine Lösung von Uran im Wasser, in der N_U Uranatome und N_H H-Atome im ccm enthalten sind; die Wirkung der O-Atome und eventuell anderer Atome in der Uranverbindung soll vernachlässigt werden. Für die relative zeitliche Änderung der Neutronenzahl n erhält man, wenn der Wirkungsquerschnitt für Einfangung eines thermischen Neutrons im H-Kern $0,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, im Urankern $3,4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, die Geschwindigkeit thermischer Neutronen v und das Verhältnis $N_U/N_H = \alpha$ gesetzt wird:

$$v = \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} = - v N_H \cdot 10^{-24} (0,3 + 3,4 \alpha [1 - X(1 - w)]) . \quad (21)$$

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Zusammenstöße mit dem Proton in der Gegend der Resonanzstellen ist $13 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, also wird nach (5)

$$\eta_1 = \frac{13}{2700 \alpha}$$

und nach (10) ($\delta = 1/2$)

$$w = 0,54 \sqrt{\alpha \kappa} , \text{ also} \\ v = - v N_H \cdot 10^{-24} (0,3 + 3,4 \alpha [1 - X(1 - 0,54 \sqrt{\alpha \kappa})]) . \quad (22)$$

Setzen wir X aus dem *Fermischen* Versuch ein, so ergibt sich

$$v = - v N_H \cdot 10^{-24} \left(0,3 - 3,4 \alpha \frac{0,2 + 0,24 \kappa}{1 - 0,08 \kappa} + 1,835 \alpha^{3/2} \kappa \frac{1,2 + 0,16 \kappa}{1 - 0,08 \kappa} \right) . \quad (23)$$

Das Maximum der Klammer als Funktion von α liegt bei α_m , das durch

$$1 + 1,2 \kappa = \sqrt{\alpha_m} (4,86 + 0,65 \kappa) \kappa \quad (24)$$

gegeben ist. Es folgt:

$$\nu_m = -v N_H \cdot 10^{-24} \left(0,3 - 0,227 \frac{(1 + 1,2 \kappa)^3}{(1 - 0,08 \kappa)(4,86 + 0,65 \kappa)^2 \kappa^2} \right) \quad \text{also die Zahlenwerte} \quad (25)$$

$$\begin{array}{rccccc} \kappa & = & 0,5 & 1,0 & 1,5 & 2,0 \\ \hline \frac{\nu_m}{v N_H \cdot 10^{-24}} & = & -0,15 & -0,21 & -0,22 & -0,23 \end{array}$$

- 9 In einem Uran-Wassergemisch tritt also stets Neutronenverminderung ein, das Uran-Wassergemisch eignet sich *nicht* zur Energieerzeugung aus dem Spaltprozeß.
- b) Die sicherste Methode zur Verwirklichung der Energieerzeugung besteht in der Anreicherung des für die Spaltung verantwortlichen Isotops U_{92}^{235} . Eine Anreicherung um den Faktor f führt einfach zu einer Erhöhung von X um den Faktor f . Ersetzt man in (22) X durch fX und führt dieselben Rechnungen durch wie oben, so erhält man für

Tabelle 1

f	κ	$\nu_m / v \cdot N_H \cdot 10^{-24}$
1	0,5	-0,15
	1	-0,21
	1,5	-0,22
	2	-0,23
1,1	0,5	+0,043
	1	-0,14
	1,5	-0,18
	2	-0,19
1,2	0,5	+0,31
	1	-0,044
	1,5	-0,11
	2	-0,15
1,3	0,5	+0,62
	1	+0,37
	1,5	-0,065
	2	-0,11

Man erkennt aus der Tabelle, daß wahrscheinlich schon eine Anreicherung um 30% genügt, um die Energieerzeugung mit Hilfe des Uran-Wassergemisches

zu ermöglichen ($v > 0$). Bei einer Anreicherung um 50% könnte man praktisch des Erfolges sicher sein.

c) Da eine erhebliche Anreicherung des U_{92}^{235} in großen Mengen wahrscheinlich mit großen Kosten verbunden ist, muß man sich noch nach anderen Methoden der Verwirklichung der Energieerzeugung umsehen. Hier bietet sich in erster Linie die Verlangsamung der Neutronen durch andere Substanzen als Wasser dar. Diese anderen Stoffe müßten die Verlangsamung nicht wesentlich schlechter als H_2O leisten und dürften dabei nur viel weniger absorbieren. Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der Wirkungsquerschnitte für Einfangung (σ_r) und für elastische Streuung bei thermischen Neutronen (σ_{th}), bei Neutronen von 25 V (σ_{25}) und bei schnellen Neutronen (σ_{sch}) in den Elementen H, D, C, O, 10 und U.

Die Werte sind teils aus Messungen, teils aus theoretischen Abschätzungen gewonnen. Gut bestimmte Werte sind unterstrichen [fett gedruckt]. Bei den übrigen Werten sind Fehler von 50% oder mehr durchaus möglich. Die Wirkungsquerschnitte sind in der Einheit 10^{-24} cm^2 angegeben.

Tabelle 2

Substanz	H	D	C	O	U
Einfangquerschnitt	σ_r	0,3	0,003	0,003	0,003
Streuquerschnitte	σ_{th}	40	7	4	3,3
	σ_{25}	13	3	3,5	3
	σ_{sch}	2	2	2	6

In der nächsten Tabelle sind die aus diesen Wirkungsquerschnitten folgenden mittleren freien Weglängen für elastische Streuung λ_{th} , λ_{25} , λ_{sch} und für Einfangung λ_r , ferner die „Diffusionslänge“ $l = \sqrt{D/v} = \sqrt{1/3} \lambda_r \lambda_{th}$ ($D = \frac{1}{3} v \lambda_{th}$ ist die Diffusionskonstante) für H_2O , D_2O (gemischt mit 1% H_2O), C (spez. Gewicht 1,25) und U_3O_8 (spez. Gewicht 8) angegeben. Ferner ist die Strecke l' abgeschätzt, die ein anfänglich schnelles Neutron ($\sim 3 \text{ MeV}$) im Mittel in jeder Richtung zurückgelegt hat, bis es bei thermischen Geschwindigkeiten angekommen ist. Da eine genaue Theorie der gleichzeitigen Diffusion und Verlangsamung nicht vorliegt, ist man bei l' auf eine sehr grobe Schätzung angewiesen. (Längen in [cm], $\lambda_r = 1/(N\sigma_{einf})$)

Tabelle 3

Substanz	H_2O	$D_2O + 1\% H_2O$	C	U_3O_8
λ_r	5,0	2000	5200	17
λ_{th}	0,3	1,7	4	3,1
λ_{25}	1	3,2	4,5	—
λ_{sch}	5	5	8	5
l	2,1	34	83	4,2
l'	10	13	38	—

- 11 Die Korrektur dieser Tabellen durch genauere experimentelle Daten wäre eine wichtige Voraussetzung für die zuverlässigere Diskussion der Möglichkeiten zur Energieerzeugung.

Die Zahlen der Tabelle zeigen, daß in erster Linie schweres Wasser zur Verlangsamung der Neutronen in Betracht kommt. Bezeichnet man wieder das Verhältnis der U-Atome zu den D-Atomen mit α , so wird

$$w = 1,32 \sqrt{\alpha \kappa} \quad (26)$$

und

$$\nu = -v N_D \cdot 10^{-24} \left(0,0075 - 3,4 \alpha \frac{0,2 + 0,24 \kappa}{1 - 0,08 \kappa} + 4,48 \alpha^{3/2} \kappa \frac{1,2 + 0,16 \kappa}{1 - 0,08 \kappa} \right). \quad (27)$$

Für die günstigsten Werte von α und ν erhält man:

Tabelle 4

κ	= 0,5	1	1,5	2
α_m	= 0,106	0,038	0,0235	0,016
$v_m/v N_D \cdot 10^{-24}$	= 0,050	0,020	0,013	0,011

Führt man wieder eine charakteristische Länge l durch die Gleichung $l^2 = D/\nu$ ein, wobei $D = \frac{1}{3} v \lambda_{th}$ die Diffusionskonstante bedeutet, so wird für

Tabelle 5

$\kappa = 0,5$	1	1,5	2
$l = 13$	21	26	28 cm

Aus Tabelle 4 geht hervor, daß ein Gemisch von schwerem Wasser und Uran schon zur Neutronenvermehrung führen würde, also zur Energieerzeugung brauchbar wäre. Dies gilt natürlich nur unter der Voraussetzung, daß die in Tabelle 2 angegebenen Zahlen richtig sind. Auch zeigen die ziemlich großen Längen l der Tabelle 5, daß zu dieser Herstellung der Uranmaschine große Mengen von schwerem Wasser notwendig sind, was also wieder zu erheblichen Kosten führt.

- 12 Vielleicht werden die Verhältnisse in schwerem Wasser sogar noch etwas günstiger, als es in der Tabelle 4 zum Ausdruck kommt, da im schweren Wasser durch den bei schnellen Neutronen möglichen Prozeß $n \rightarrow 2n$ noch neue Neutronen entstehen. Der entsprechende Prozeß $n \rightarrow p + n$ hat bei einer Protonenenergie von 5,1 MeV einen Wirkungsquerschnitt² von etwa $1,4 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$. Die Mindestenergie, bei der er eintreten kann, ist 3,25 MeV. Da der Wirkungsquerschnitt, wie eine theoretische Rechnung zeigt, etwa mit dem Quadrat der Überschußenergie

² W. H. Barkas und M. G. White: Phys. Rev. **56**, 288, 1939

ansteigt, kann er bei 10 MeV schon etwa $2 \cdot 10^{-25}$ cm betragen. Wenn also die Energie der bei der Spaltung freiwerdenden Neutronen im Mittel sehr groß ist (10 MeV), so kann eine zusätzliche Erhöhung von X und damit der Neutronenvermehrung um etwa 10% eintreten. Wenn jedoch, wie *Zinn* und *Szilard*³ behaupten, die meisten Spaltungsneutronen weniger als 3,5 MeV besitzen, so spielt der genannte Effekt keine merkliche Rolle.

d) Schließlich soll an dieser Stelle die Frage kurz besprochen werden, ob die Spaltung durch schnelle Neutronen bei U_{92}^{238} und Th_{90}^{230} zur Herstellung der Kettenreaktionen benutzt werden kann. Die Wirkungsquerschnitte für Spaltung durch 2,5 MeV Neutronen sind nach *Ladenburg, Kanner, Barshall* und *Voorhis* (Phys. Rev. **56**, 168, 1939) $5 \cdot 10^{-25}$ cm² bzw. $1 \cdot 10^{-25}$ cm² und nehmen mit abnehmender Energie rasch ab. Der Wirkungsquerschnitt für Streuung, der ungefähr dem Kernquerschnitt entsprechen wird, ist daher etwa 10 bzw. 50mal größer. Da die Streuung im allgemeinen unelastisch sein dürfte und daher mit Energieverlust verbunden ist, wird in der Regel ein Neutron seine Energie verloren haben | bevor es Gelegenheit hat, den Spaltungsprozeß hervorzurufen. Von einer 13 Kettenreaktion kann also hier wohl kaum die Rede sein.

4) Die Diffusionsgleichung und ihre Folgerungen

a) Gleichzeitig mit der Änderung der gesamten Neutronenzahl geht eine Ausbreitung durch Diffusion vor sich. Diese Diffusion kann charakterisiert werden durch den Diffusionskoeffizienten D , der mit der mittleren freien Weglänge λ und der Geschwindigkeit v durch die Formel

$$D = v \lambda / 3 = \frac{v}{3N\sigma} \quad (28)$$

zusammenhängt. σ ist hier der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung. Wenn mehrere Atomsorten mit den Anzahlen N_i pro ccm vorhanden sind, gilt

$$1/D = 1/v \sum_i 3N_i \sigma_i . \quad (29)$$

Eine Schwierigkeit in der Anwendung dieser Gleichung liegt darin, daß die σ_i von der Geschwindigkeit abhängen und daß Neutronen ganz verschiedener Geschwindigkeiten in dem Uran-Wasser-Gemisch vorkommen. Bei den in [Abschn.] 1 b besprochenen U – D₂O-Gemischen geringer U-Konzentration kann jedoch angenommen werden, daß die Neutronen die weitaus längste Zeit im thermischen Gebiet verbringen. Für diese Gemische wird man also in (28) einfach die Werte von σ und λ im thermischen Gebiet einsetzen können.

Für die Berechnung der Energieerzeugung ist es ferner wichtig, festzustellen, daß die Diffusionskonstante von der Temperatur T abhängt. In erster Näherung kann λ als von der Temperatur unabhängig angesehen werden, dann steigt also D mit \sqrt{T} an.

³ W. H. Zinn und L. Szilard: Phys. Rev. **56**, 619, 1939

Für die Neutronendichte ϱ in der zu betrachtenden Substanz gilt schließlich die Gleichung

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = D \Delta \varrho + v \varrho . \quad (30)$$

- 14 Wir betrachten nun eine stationäre kugelsymmetrische Dichteverteilung in einer Materiekugel vom Radius R . Zur Bestimmung der Lösung brauchen wir Randbedingungen an der Stelle $r = R$. Wenn wir annehmen, daß die Neutronen außen von der Materiekugel in die Luft diffundieren, so folgt, daß am Rande $r = R$ (bis auf Größen von der Ordnung der freien Weglänge) die Dichte verschwinden muß. Wir setzen also zunächst als Grenzbedingung

$$\varrho = 0 \quad \text{für } r = R . \quad (31)$$

Für die in [Abschn.] 3b und c betrachteten Gemische ist v positiv und wir setzen (vergl. Tabelle 5)

$$D/v = l^2 . \quad (32)$$

l ist die für das Gemisch charakteristische Länge, die der Diffusionslänge nach *Amaldi* und *Fermi* entspricht. Für das in Gleichung (27) betrachtete Gemisch ist unter der Annahme $\kappa = 1$

$$N_D/N_U = 26 , \quad l = 21 \text{ cm} . \quad (33)$$

Die stationäre Lösung ($\partial \varrho / \partial t = 0$) lautet jetzt:

$$\varrho = (a/r) \sin \left(\frac{R-r}{l} \right) . \quad (34)$$

Solange $R < \pi l$ ist, ergibt sich eine überall positive Dichte und eine Singularität bei $r = 0$. Dies bedeutet, daß eine solche Dichteverteilung nur durch eine Neutronenquelle im Zentrum aufrechterhalten werden kann. Nehmen wir zum Beispiel an, daß im Zentrum eine Neutronenquelle vom Radius $r_0 \ll l$ sitzt, die pro sec n Neutronen liefert. Dann muß gelten:

$$n = -D 4 \pi r_0^2 \partial / \partial r [(a/r) \sin((R-r)/l)]_{r=0} \approx 4 \pi a D \sin(R/l) .$$

$$\varrho = \frac{n}{4 \pi r D} \frac{\sin((R-r)/l)}{\sin(R/l)} . \quad (35)$$

Die Anzahl der pro sec bei $r = R$ austretenden Neutronen ist dann

$$n' = -D 4 \pi R^2 \partial \varrho / \partial r = n \frac{R}{l \sin(R/l)} , \quad \text{also}$$

$$n'/n = \frac{(R/l)}{\sin(R/l)} . \quad (36)$$

Es findet also eine Vermehrung der Neutronenzahl statt, die bei kleinen Werten von R ($R \ll l$) ungefähr durch 15

$$n'/n = 1 + 1/6(R/l)^2 \quad (37)$$

gegeben ist. Wenn R sich dem Wert πl nähert, so strebt n' gegen Unendlich. Wenn $R > \pi l$ ist, existiert überhaupt keine stationäre Neutronenverteilung mehr, bei der die Dichte überall positiv ist, es findet also zunächst wegen $\partial\varrho/\partial t > 0$ nach (30) eine unbegrenzte Vermehrung der Neutronen statt. Mit einer solchen unbegrenzten Neutronenvermehrung geht jedoch, da die Neutronenvermehrung aus der U-Spaltung stammt, eine erhebliche Temperaturerhöhung Hand in Hand. Damit steigt der Diffusionskoeffizient und damit die Länge l . Dadurch wird, wenn die Temperatur hoch genug ist, wieder $R < \pi l$, so daß die unbegrenzte Neutronenvermehrung wieder aufhört. Es stellt sich also stets automatisch eine Temperatur her, die aus der Gleichung $R = \pi l$ zu berechnen ist. Da l wie $\sqrt[4]{T}$ variiert, kann man

$$T = 300^\circ \left(\frac{R}{\pi l_{300^\circ}} \right)^4 \quad (38)$$

setzen. Diese Temperatur bleibt bestehen unabhängig von einer etwa nach außen abgeführten Energie. Von dieser Energie hängt lediglich die Anzahl der zerfallenden U-Atome ab. Aus diesen Überlegungen folgt auch, daß für eine Maschine, bei der $R > \pi l_{300^\circ}$ ist, die Neutronenquelle im Zentrum praktisch keine Rolle mehr spielt und daher weggelassen werden kann.

Die Gl. (38) hört auf zu gelten, wenn die Temperatur so hoch wird, daß die Koeffizienten v nicht mehr temperaturunabhängig sind. Für das gewöhnliche Gemisch von U_{92}^{238} und U_{92}^{235} tritt dies schon bei einigen eV Neutronenenergie ein, da von dieser Energie ab die Einfangung in U_{92}^{238} die Spaltung von U_{92}^{235} erheblich überwiegt. Bei Gemischen mit gewöhnlichem Uran wird also die Temperatur nicht über die Temperatur der bisher bekannten guten Sprengstoffe steigen können. Durch Anreicherung von U_{92}^{235} würde sich aber die Temperatur weiter steigern lassen. Wenn es gelingt, U_{92}^{235} so weit anzureichern, daß Temperaturen erzielt werden können, die einer Neutronenenergie von etwa 300 eV entsprechen, zu denen also nach (38) ein Radius von $R \approx 10\pi l$ gehört, so würde auch ohne weitere Steigerung des Radius die Temperatur mit einem Schlag auf $\sim 10^{12}$ Grad steigen, d. h. es würde die ganze Strahlungsenergie aller verfügbaren Uranatome auf ein Mal frei werden. Denn bei 300 eV ist der Wirkungsquerschnitt von U_{92}^{235} für Spaltung auf etwa $5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ gesunken und weiter wird er aus geometrischen Gründen nicht sinken. Oberhalb von 300 eV Neutronenenergie nimmt also l mit der Temperatur nicht weiter zu. Diese explosionsartige Umwandlung der Uranatome kann aber nur in fast reinem U_{92}^{235} auftreten, da schon bei geringen Beimengungen von U_{92}^{238} die Neutronen in der Resonanzstelle von U_{92}^{238} weggefangen werden. 16

b) Bei den bisher diskutierten Lösungen von (30) war vorausgesetzt, daß die Neutronen aus der Kugel in Luft austreten. Offenbar werden die Verhältnisse für die Neutronenerzeugung noch günstiger, wenn die Neutronen in ein Material aus-

treten, in dem sie langsam diffundieren und sehr wenig absorbiert werden, also eine Substanz mit einem hohen „Albedo“. Wir nehmen zunächst als Beispiel an, daß für das äußere Material D ebenso groß wird wie im Inneren, daß jedoch der Absorptionskoeffizient außen sehr klein ist (also außen soll $\nu_a < 0$ aber $|\nu_a| \ll |\nu_i|$; $D - \nu_a = l_a^2$ sein). Dann wird die Lösung

$$\text{innen: } \varrho = (a/r) \sin((r+b)/l) ; \quad \text{außen: } \varrho = (a'/r) e^{-r/l_a} . \quad (39)$$

ϱ und $D \partial \varrho / \partial t$ müssen an der Grenzfläche $r = R$ auf beiden Seiten den gleichen Wert haben. Daraus folgt:

$$-1/R + (1/l) \cotg((R+b)/l) = -1/R - 1/l_a , \quad (40)$$

17 also, wenn $l_a \gg R$ ist:

$$\cotg((R+b)/l) = 0 , \quad b = (\pi/2)l - R . \quad (41)$$

Im Inneren ist dann

$$\varrho = (a/r) \cos((R-r)/l) . \quad (42)$$

Für die Quelle im Zentrum erhält man

$$n = 4\pi a D \cos(R/l) , \quad (43)$$

für die bei $r = R$ austretenden Neutronen

$$n' = 4\pi a D , \quad (44)$$

also

$$\frac{n'}{n} = \frac{1}{\cos(R/l)} . \quad (45)$$

Die Neutronenvermehrung setzt also schneller ein als im früher behandelten Falle, und schon bei $R = (\pi/2)l$ beginnt die spontane Neutronenerzeugung. Ein derartiger Effekt kann schon durch Wasser als äußere Substanz erreicht werden. Wir betrachten, um dies zu zeigen, das Uran-D₂O-Gemisch aus [Abschn.] 3 b, für das $l = 21$ cm, $\lambda_{th} = 1,7$ cm gesetzt werde. Für H₂O ist $l = 2,1$ cm, $\lambda_{th} = 0,3$ cm (nach *Amaldi* und *Fermi*). Statt (40) erhalten wir die Gleichung

$$-1/R + (1/l) \cotg((R+b)/l) = D_{H_2O}/D_{D_2O} \left(-\frac{1}{R} - \frac{1}{l_a} \right) = \frac{1}{5,7} \left(-\frac{1}{R} - \frac{1}{l_a} \right) , \quad (46)$$

$$\cotg((R+b)/l) = -1,75 + 0,825(l/R) . \quad (47)$$

Die spontane Neutronenerzeugung beginnt bei dem Radius R , bei dem aus (47)

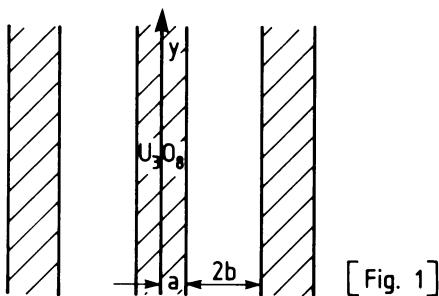
der Wert $b = 0$ folgt; dies ist der Fall für $R = 2,5l$. – Schon für $R = 0,5l$, also $R = 10$ cm, wäre eine Neutronenvermehrung um ca. 13% zu erwarten.

Im Ganzen kann man also damit rechnen, daß bei dem D₂O-Uran-Gemisch eine von Wasser umgebene Kugel von ca. 60 cm Radius (die ca. 1000 l D₂O und 1200 kg Uran enthält) schon eine spontane Energieerzeugung liefert; ihre statio-näre Temperatur wäre etwa 800° Celsius.

Viel günstiger wäre natürlich Uran, bei dem das Isotop 235 angereichert ist. Für Anreicherung um 30% wird (für $\kappa = 1$) nach (22) und Tabelle 1 $l \sim 2$ cm. Kleine Kugeln von 8 cm Radius gäben also bereits |spontane Energieerzeugung. 18 Allerdings wird hier die Größe bereits nach unten durch die mittlere Reichweite für schnelle Neutronen begrenzt und es ist deshalb fraglich, ob Kugeln unter 20 cm Radius brauchbar wären.

5) Anordnungen, bei denen das Uran von der zur Neutronenverlangsamung dienenden Substanz getrennt ist

Es ist von *Harteck* darauf hingewiesen worden, daß durch geeignete geometrische Anordnung der Uranstücke in der verlangsamen Substanz ein günstigeres Ergebnis als in der Lösung erzielt werden kann. Um die sehr zahlreichen Möglichkeiten, die sich hier bieten, überschauen zu können, soll zunächst von der absoluten Größe der Apparatur abgesehen werden, d. h. wir wollen die Apparatur zunächst als beliebig groß annehmen und fragen, wie pro Volumeneinheit die stärkste Neutronenvermehrung erzielt werden kann. Unter dieser Voraussetzung besteht die günstigste Anordnung wahrscheinlich in einer Reihe von gleich dicken Uran- (oder U₃O₈-)Platten, die durch Platten der verlangsamen Substanz getrennt sind (Fig. 1). Die Platten seien in der y- und z-Richtung unendlich



ausgedehnt. In der x-Richtung betrage die Dicke der Uranplatten 2a, die der Zwischenräume 2b. Da die Anordnung sich in der x-Richtung periodisch wiederholt, und in der +x- und -x-Richtung symmetrisch ist, muß auch die Lösung der Dif-fusionsgleichung periodisch und symmetrisch sein. Bezeichnen wir die auf die Uranverbindung bezogenen Größen mit dem Index U, so folgt aus

$$D \Delta \varrho + v \varrho = 0 , \quad -\frac{v}{D} = \frac{1}{l^2} , \quad (48)$$

daß die Dichteverteilung in der mittleren Uranschicht durch

$$\varrho = \varrho_0 \cosh \frac{x}{l_U} \quad (49)$$

- gegeben sein muß. Bei den Zwischengebieten, die mit einer die Neutronen verlangsamen Substanz erfüllt sind, ist zu beachten, daß in ihnen vom Uran (oder einer anderen Neutronenquelle) her thermische Neutronen entstehen. Wir nennen n die pro sec und Volumeneinheit entstehenden thermischen Neutronen und nehmen an, daß n überall den gleichen Wert habe, was dann, wenn die Neutronen aus dem Uran stammen, in sehr guter Näherung erfüllt sein wird. In der Streusubstanz gilt dann die Diffusionsgleichung ($\nu < 0!$)

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = D \Delta \varrho + \nu \varrho + n . \quad (50)$$

Die stationäre Lösung, die auch die Symmetrieverhältnisse befriedigt, lautet in dem ersten Zwischenraum rechts von $x = 0$:

$$\varrho = \frac{n}{|\nu|} + \varrho_1 \cosh \frac{x - a - b}{l} . \quad (51)$$

Die auf die Streusubstanz bezogenen Größen bezeichnen wir mit dem Index s :

$$\frac{D_s}{\nu_s} = -l_s^2 ; \quad \varrho = \frac{n}{|\nu|} + \varrho_1 \cosh \frac{x - a - b}{l_s} . \quad (52)$$

An der Grenze müssen ϱ und $D \partial \varrho / \partial x$ stetig sein:

$$\varrho_0 \cosh \frac{a}{l_U} = \frac{n}{|\nu_s|} + \varrho_1 \cosh \frac{b}{l_s} \quad (53)$$

$$(D_U/l_U) \varrho_0 \sinh \frac{a}{l_U} = -\frac{D_s}{l_s} \varrho_1 \sinh \frac{b}{l_s} , \quad \text{also} \quad (54)$$

$$\varrho_1 = -\frac{D_U l_s}{D_s l_U} \frac{\sinh(a/l_U)}{\sinh(b/l_s)} \varrho_0 ; \quad \frac{n}{|\nu_s|} = \varrho_0 \left(\cosh \frac{a}{l_U} + \frac{D_U l_s}{D_s l_U} \sinh \frac{a}{l_U} \coth \frac{b}{l_s} \right) \quad (55)$$

Die Anzahl der pro cm^2 im Uran zwischen 0 und a absorbierten Neutronen ist

$$\int_0^a \varrho |v_U| dx = \varrho_0 |v_U| l_U \sinh \left(\frac{a}{l_U} \right) . \quad (56)$$

Für jedes absorbierte Neutron entstehen X Spaltungsneutronen, von denen wieder $X(1-w)$ ins thermische Gebiet gelangen. Wenn ϱ_0 gegeben ist, so entstehen also in einem Gebiet der Grundfläche 1 cm^2 und der Höhe $a+b$ im Ganzen

$$\varrho_0 | v_0 | l_U \sinh \frac{a}{l_U} (1-w) x - \varrho_0 | v_s | b \left(\cosh \frac{a}{l_U} + \frac{D_U l_s}{D_s l_U} \sinh \frac{a}{l_U} \coth \frac{b}{l_s} \right) \quad (57)$$

Neutronen. Wir erhalten also die mittlere relative Neutronenvermehrung \bar{v} , wenn wir diesen Ausdruck durch

$$\begin{aligned} \int_0^{a+b} \varrho dx &= \varrho_0 l_U \sinh \frac{a}{l_U} + \varrho_0 b \left(\cosh \frac{a}{l_U} + \frac{D_U l_s}{D_s l_U} \sinh \frac{a}{l_U} \coth \frac{b}{l_s} \right) \\ &\quad - \varrho_0 l_s \frac{D_U l_s}{D_s l_U} \sinh \frac{a}{l_U} \end{aligned} \quad (58)$$

teilen. Benutzt man noch die Beziehungen $v_s = -D_s/l_s^2$; $v_U = -D_U/l_U^2$ und setzt 20 man $a/l_U = \xi$, $b/l_s = \eta$, so erhält man

$$\bar{v} = |v_s| \frac{(1-w)X - \eta [\coth \eta + (D_s l_U / D_U l_s) \coth \xi]}{|v_s/v_U + \eta [\coth \eta + (D_s l_U / D_U l_s) \coth \xi] - 1} . \quad (59)$$

Dabei hängt noch w von ξ und η ab. Um diese Abhängigkeit zu berechnen, müssen wir zunächst den Mittelwert der Äquivalenzbreite der Resonanzlinie bei gegebener Plattendicke berechnen. Die einfallenden Neutronen sind nach dem Cosinusgesetz in der Richtung verteilt; die Äquivalenzbreite variiert mit der Wurzel aus der durchlaufenen Strecke. Wir erhalten also als mittlere Äquivalenzbreite des Resonanzstelle E_k nach (15)

$$\overline{\Delta E} = \Gamma_k \sqrt{\pi \sigma_k N_U} \frac{\int_0^1 d\xi \xi \sqrt{2a/\xi}}{\int_0^1 d\xi \xi} = \frac{4}{3} \Gamma_k \sqrt{2\pi a \sigma_k N_U} . \quad (60)$$

Für das Verhältnis n_{eo}/n_e (vgl. Gl. (17)) gilt

$$n_{eo}/n_e = \frac{\lambda_{25}^s}{4b} = \lambda_{25}^s / (4l_s \eta) . \quad (61)$$

Schließlich ergibt sich für w (für U_3O_8)

$$w = \frac{4}{3} \frac{3,5 \Gamma_1}{E_1(-\lg \delta)} \sqrt{2\pi a \sigma_1 N_U} \frac{\lambda_{25}^s}{4l_s \eta} \kappa = \frac{0,195}{-\lg \delta} \frac{\lambda_{25}^s}{l_s} \frac{\sqrt{\xi}}{\eta} \kappa . \quad (62)$$

Setzt man die Zahlenwerte für H_2O als Streusubstanz aus Tabelle 3 ein, so erhält man für \bar{v} bei den günstigsten Werten für ξ und η die folgenden Ergebnisse, die wir, um den Vergleich mit Tabelle 1 zu erleichtern, auch auf die Anzahl pro cm^3 N_H der H-Atome in Wasser beziehen:

Tabelle 6

κ	= 0,5	1	1,5	2
$\bar{v}/v N_H \cdot 10^{-24}$	= -0,026	-0,047	-0,056	-0,054

Es tritt also wieder stets Neutronenverminderung ein, jedoch ist die Verminde-
rung erheblich geringer als bei der günstigsten Lösung von Uran in Wasser.
Trotzdem bestätigt sich das Ergebnis von Gl. (25), daß die Energieerzeugung aus
der Uranspaltung unmöglich ist, wenn Wasser zur Verlangsamung der Neutro-
nen benutzt wird.

- 21 Ein positiver Wert von \bar{v} ergibt sich erst, wenn andere Substanzen zur Ver-
langsamung der Neutronen benutzt werden. Für schweres Wasser erhält man,
wenn man die Angaben der Tabelle 3 in (59) und (62) einsetzt, für $\kappa = 1$

$$\bar{v} = v N_D \cdot 10^{-24} \cdot 0,045 \quad (63)$$

als günstigsten Wert, der für $\xi = 0,5$, $\eta = 0,17$ erreicht wird. Dieser Wert ist wie-
der erheblich günstiger als der entsprechende Wert in Tabelle 4. Die entsprechen-
de charakteristische Länge l wird – wenn man die Verschiedenheit der Diffusion
parallel zu den Platten und senkrecht zu den Platten vernachlässigt – etwa
17 cm, verglichen mit 21 cm bei der Uran-D₂O-Lösung. Die günstigsten Platten-
dicken betragen hierbei etwa 4 cm für die U₃O₈-Platte und 11,5 cm für die
Zwischenräume, die mit D₂O gefüllt sind.

Bei der Berechnung der absoluten Größe der Apparatur im Anschluß an [Abschn.] 4a und b ist noch zu beachten, daß gewisse Neutronenmengen dadurch verlorengehen, daß von den am Rand liegenden Uranschichten die Spaltungsneu-
tronen teilweise die Apparatur verlassen, bevor sie thermische Geschwindigkeiten erreicht haben. Berücksichtigt man diesen Effekt, so kann man abschätzen, daß jedenfalls bei einer Apparaturgröße von (1,2 cm)³ schon Energieerzeugung eintreten müßte. Durch noch zweckmäßige geometrische Anordnung der Uranplatten ließe sich das Volumen vielleicht noch um einen Faktor 2 oder 3 reduzie-
ren.

Auch reine Kohle ist zur Verlangsamung der Neutronen geeignet. Setzt man in (59) die Werte der Tabelle 3 von C ein, so findet man den günstigsten Wert von $\bar{v}(\kappa = 1)$ etwa bei $\xi = 1/2$, $\eta = 1/5$

$$\bar{v} = 2,3 |v_s|. \quad (64)$$

Die charakteristische Länge wird $l = 55$ cm. Die günstigste Dicke der Uranplatten wird etwa 4 cm, ihr günstigster Abstand 33 cm. Dementsprechend muß auch die absolute Größe der Apparatur erheblich gesteigert werden. Man schätzt nach (38) ab, daß etwa bei einer Größe von (3 m)³ die Energieerzeugung eintreten müßte. Man braucht zu dieser Apparatur also etwa 30 t reine Kohle und 25 t

- 22 Uranoxyd. Schließlich könnte die absolute Größe dadurch erheblich verringert werden, daß man sowohl D₂O wie C in folgender Weise verwendet: Die U₃O₈-Platten werden auf beiden Seiten mit einer etwa 5 cm dicken Schicht von D₂O bedeckt. Dies hätte eine Verringerung von w auf etwa den dritten Teil zur Folge, da die aus der Kohle stammenden Neutronen erst die D₂O-Schicht passieren müssen, bevor sie im Uran eingefangen werden. Die mit Kohle zu füllenden Zwischenräume könnten entsprechend etwa auf den dritten Teil verkleinert, die Uranschich-
ten etwas vergrößert werden, die ganze Apparatur würde also etwa auf (1,2 m)³ reduziert werden können. Sie würde dann etwa 2 bis 3 t U₃O₈, 600 t schweres Wasser und 1 t Kohle enthalten. Auch diese Zahlen können eventuell durch gün-

stigere geometrische Anordnung noch etwa um einen Faktor 2 verkleinert werden.

Bei der Verwendung von Kohle ist noch folgendes zu beachten: Wenn die Spaltungsneutronen häufig hohe Energie besitzen, so können sie die Reaktion (n, α) (und eventuell (n, p)) in C auslösen. Die dazu nötigen Energien sind 5,4 MeV (und 13 MeV). Dies würde eine zusätzliche Absorption bedingen, die die Energieerzeugung unmöglich machen kann. Wenn also die Spaltungsneutronen im Mittel eine hohe Energie besitzen, so muß man das U_3O_8 mit nicht zu dünnen Schichten D_2O umgeben. Aus dem genannten Grunde würden sich auch andere leichte Elemente, wie Li, Be und B nicht zur Neutronenverlangsamung eignen, da in ihnen schon durch ziemlich langsame Neutronen Kernreaktionen (n, α) ausgelöst werden können, die die Neutronen absorbieren.

6) Die Wirkungsweise der Uranmaschine

Wie in Abschn. 4a auseinandergesetzt wurde, müßte eine Uranmaschine der hier besprochenen Art sich automatisch auf einer durch die Größe der Apparatur bedingten höheren Temperatur halten; sie würde jeweils so viel Energie durch Spaltungsprozesse liefern, wie ihr von außen entzogen wird. Dies geht so lange, bis die ursprüngliche Uranmenge erheblich verringert ist oder bis die Verunreinigung durch die Spaltungsprodukte die Absorption so stark erhöht hat, daß die Temperatur sinkt. Die Verunreinigung wird früher eintreten als der Verbrauch des Urans. Diese Grenze soll berechnet werden: Wir nehmen etwa einen mittleren Wirkungsquerschnitt für Eingang der Spaltungsprodukte zu $50 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ an. Betrachten wir nun eine Uranmaschine, die aus 1 cbm $D_2O + U_3O_8$ besteht, so wird die Absorption vergleichbar mit der Neutronenerzeugung, wenn sich auf je 1000 D-Atome ein Atom der Spaltprodukte in der Lösung findet; wenn also im Ganzen $0,7 \cdot 10^{26}$ Atome der Spaltprodukte gebildet sind. Bis zu dieser Zeit sind

$$\begin{aligned} 0,35 \cdot 10^{26} \cdot 190 \cdot 10^6 \text{ eV} &= 0,35 \cdot 10^{26} \cdot 190 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \\ &= 1,05 \cdot 10^{22} \text{ erg} = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ cal} \end{aligned}$$

freigeworden, da bei jedem Spaltungsprozeß etwa 190 MeV Energie freiwerden. Die Temperatur der Maschine würde also erst dann anfangen zu sinken, wenn man ihr Energiemengen der Ordnung 10^{13} cal entzogen hat; 10^{13} cal sind etwa der zehnte Teil der Jahresleistung eines großen Kraftwerks.

Mit der Energieerzeugung würde eine außerordentlich intensive Neutronenstrahlung und γ -Strahlung Hand in Hand gehen. Bei jedem Spaltprozeß werden etwa $7 \cdot 10^{-12}$ cal frei. Für jede Kalorie, die der Maschine entzogen wird, werden daher $0,5 \cdot 10^{12}$ Neutronen und etwa ebenso viele γ -Quanten emittiert. Bei einer Leistung von nur 10 kW würden pro sec 10^{15} Neutronen und γ -Quanten ausgesandt; dies entspricht der γ -Strahlungsintensität von 10 kg Ra oder der Neutronenintensität einer Ra-Be-Quelle, die 10^5 kg Ra enthält. Die Strahlungsleistung wäre also etwa das 10^5 -fache der Leistung eines großen Zyklotrons. Selbst wenn von dieser Strahlungsintensität ein erheblicher Teil im Inneren der Maschine absorbiert wird, so würde der Betrieb der Maschine doch offenbar ganz umfang-

-
- reiche Strahlungsschutzmaßnahmen notwendig machen. Dies gilt insbesondere beim „Einschalten“ der Maschine, d. h. beim Zusammenfügen der einzelnen Teile. In dem Moment, in dem die Temperatur auf den stationären Wert, z. B. 100 °C steigt, werden in diesem Beispiel 10^8 cal zur Erwärmung der Maschine verbraucht, also $5 \cdot 10^{19}$ |Neutronen und γ -Quanten freigesetzt. Dies entspricht der gesamten γ -Strahlung von 1 kg Ra im Lauf eines Tages.

Zusammenfassung

Die von *Hahn* und *Straßmann* entdeckten Spaltungsprozesse an Uran können nach den bisher vorliegenden Daten auch zur Energieerzeugung im Großen verwendet werden. Die sicherste Methode zur Herstellung einer hierzu geeigneten Maschine besteht in der Anreicherung des Isotops U₉₂²³⁵. Je weiter die Anreicherung getrieben wird, desto kleiner kann die Maschine gebaut werden. Die Anreicherung von U₉₂²³⁵ ist die einzige Methode, mit der das Volumen der Maschine klein gegen 1 cbm gemacht werden kann. Sie ist ferner die einzige Methode, um Explosivstoffe herzustellen, die die Explosivkraft der bisher stärksten Explosivstoffe um mehrere Zehnerpotenzen übertreffen. Zur Energieerzeugung kann man aber auch das normale Uran ohne Anreicherung von U₉₂²³⁵ benützen, wenn man Uran mit einer anderen Substanz verbindet, die die Neutronen von Uran verlangsamt, ohne sie zu absorbieren. Wasser eignet sich hierzu nicht. Dagegen erfüllen nach den bisher vorliegenden Daten schweres Wasser und ganz reine Kohle diesen Zweck. Geringe Verunreinigungen können die Energieerzeugung stets unmöglich machen. Die günstigste Anordnung der Maschine besteht nach den bisher vorliegenden Resultaten aus U₃O₈-Schichten von etwa 4 cm Dicke, die auf beiden Seiten mit D₂O-Schichten von etwa 5 cm Dicke bedeckt sind. Der Zwischenraum zwischen den verschiedenen Dreifachschichten dieser Art soll etwa 10 – 20 cm betragen und mit reiner Kohle gefüllt sein; auch wird die ganze Maschine zweckmäßig mit reiner Kohle umgeben. Die Mindestfläche der Schichten ist etwa 1 m². Eine Maschine dieser Art würde durch die Spaltprozesse dauernd auf einer konstanten Temperatur gehalten, deren Höhe von der Größe der Apparatur abhängt. Die absolute Temperatur wächst mit der vierten Potenz des Durchmessers der Apparatur. Die Maschine wäre gleichzeitig eine außerordentlich intensive Neutronen und γ -Strahlungsquelle. – Zur Kontrolle dieser Ergebnisse wäre eine Nachprüfung der Tabellen 2 und 3 von größt[er] Wichtigkeit.

Bericht über die Möglichkeit technischer Energiegewinnung aus der Uranspaltung (II)

Von W. Heisenberg

29. 2. 40

II.1

Der folgende Bericht enthält die genaue Ausarbeitung der Überlegungen, die in meinem früheren Bericht kurz skizziert waren. Zunächst hat es sich als notwendig erwiesen, die Theorie der Resonanzefangung der Neutronen mathematisch streng durchzuführen. Für den Fall der Neutronenbremsung durch Wasserstoff hat *Flügge* die Theorie bereits entwickelt. Der Abschnitt II.2a enthält die Verallgemeinerung für beliebige Substanzen. Ferner hatte Herr *Bothe* mich darauf aufmerksam gemacht, daß bei der Absorption in Uranplatten von der Streuung an U- und O-Atomen nicht abgesehen werden kann. Der Abschnitt II.2b behandelt die Absorption in den Platten unter Berücksichtigung der Streuung. Damit scheint mir der ganze Fragenkomplex der Resonanzabsorption einigermaßen erschöpfend behandelt. Dabei enthalten die beiden Abschnitte II.2a und b in der Hauptsache mathematische Entwicklungen, die auch abgesehen von dem Uranproblem ein gewisses Interesse beanspruchen können, und ich möchte daher fragen, ob diese beiden Abschnitte unter Vermeidung jeder Bezugnahme auf das Uranproblem eventuell veröffentlicht werden können.

Der Abschnitt II.3 enthält eine kritische Erörterung der bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse über die für die Uranmaschine wichtigen Konstanten. Es zeigt sich, daß die in Teil I zu Grunde gelegten Werte dieser Konstanten zum Teil erheblich verändert werden müssen – was ja in Teil I auch schon vorgesehen war. Schließlich enthält der Abschnitt II.4 eine neue Berechnung der wichtigsten Daten der Uranmaschine auf Grund der neuen experimentellen Ergebnisse und der genaueren theoretischen Formeln; dabei wird auch ein Fehler verbessert, der in Teil I. Tabelle 1 unterlaufen war und auf den mich Herr *Bothe* aufmerksam gemacht hatte. Die Ergebnisse dieses Abschnittes 4 zeigen, daß die Bedingungen für die Herstellung der Uranmaschine in Teil I wohl etwas zu günstig beurteilt worden sind. Insbesondere ist es zweifelhaft geworden, ob die Uranmaschine mit reiner Kohle hergestellt werden könnte. Die bisher vorliegenden experimentellen Daten sind noch zu ungenau, um eine endgültige Entscheidung hierüber zu treffen. Sonst ändert sich in den Angaben von Teil I nicht allzuviel.

1a

II.2 Die Einfangung von Neutronen in Resonanzstellen

1b

a) Lösungen der absorbierenden Substanz in der verlangsamen Substanz

Wir betrachten eine Lösung, in der N_i Atome der Masse M_i in der Volumeneinheit vorhanden sind, und fragen zunächst nach der Verteilung der Neutronen im Geschwindigkeitsraum, wenn pro sec Q Neutronen der Geschwindigkeit v_0 in

den Raum entsandt werden. Nach dem Stoß eines Neutrons der Masse m und der Energie E mit einem Atom der Masse M_i nimmt die Energie des Neutrons mit gleicher Wahrscheinlichkeit jeden Wert zwischen E und $E[(M_i - m)/(M_i + m)]^2$ an. Wir setzen

$$\left(\frac{M_i - m}{M_i + m} \right)^2 = 1 - \alpha_i ; \quad (1)$$

ferner führen wir ein

$$\gamma_i = N_i \sigma_i(v) , \quad (2)$$

wobei σ_i die Wirkungsquerschnitte für den elastischen Stoß des Neutrons mit den Atomen N_i bedeuten. Die Verhältnisse der σ_i und damit der γ_i sollen von v unabhängig sein. Für die Anzahl $N(v) dv$ der Neutronen mit der Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ erhält man dann die Integralgleichung

$$v N(v) \sum \gamma_i = Q \delta(v - v_0) + \sum \frac{2v}{\alpha_i} \int_v^{v/\sqrt{1-\alpha_i}} N(v') \gamma_i(v') \frac{dv'}{v'} . \quad (3)$$

Hierin bedeutet $\delta(v - v_0)$ die Diracsche δ -Funktion; das Glied $Q \delta(v - v_0)$ stellt die von der Neutronenquelle gelieferten Teilchen dar. Wir führen nun als neue Variable ein $u = \lg v/v_0$ und setzen

$$\beta_i = 1/2 \lg(1 - \alpha_i) ; \quad (4)$$

dann wird

$$N(u) \sum \gamma_i(u) = \frac{Q}{v_0^2} \delta(u) + \sum \frac{2}{\alpha_i} \int_u^{u+\beta_i} N(u') \gamma_i(u') du' . \quad (5)$$

Diese Gleichung kann durch eine Laplacetransformation gelöst werden. Wir setzen

$$N(u) \sum \gamma_i(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i ux} f(x) dx \quad (6)$$

und benutzen

$$2 \quad \delta(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i ux} dx , \quad \text{schreiben ferner}$$

$$\gamma_i / \sum \gamma_i = g_i . \quad (7)$$

Dann wird aus der Integralgleichung (5):

$$f(x) = \frac{Q}{v_0^2} + \sum \frac{2}{\alpha_i} \frac{g_i}{2\pi ix} (e^{2\pi i \beta_i x} - 1) f(x) , \quad \text{also} \quad (8)$$

$$N(u) \sum_i \gamma_i(u) = \frac{Q}{v_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\pi i x e^{2\pi i x u}}{\pi i x - \sum_i (g_i/\alpha_i)(e^{2\pi i \beta_i x} - 1)} . \quad (9)$$

Der Integrationsweg wird durch die Forderung bestimmt, daß $N(u)$ verschwinden muß für $u > 0$. Dies bedeutet, daß in der komplexen x -Ebene die Integration oberhalb sämtlicher singulärer Punkte des Integranden geführt werden muß. In (9) kann man auch den singulären Teil, der von der Neutronenquelle herröhrt, abtrennen und erhält so

$$N(u) \sum_i \gamma_i(u) = \frac{Q}{v_0^2} \delta(u) + \frac{Q}{v_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{2\pi i x u} \left\{ \frac{\sum_i (g_i/\alpha_i) (e^{2\pi i \beta_i x} - 1)}{\pi i x - \sum_i (g_i/\alpha_i) (e^{2\pi i \beta_i x} - 1)} \right\} . \quad (10)$$

Der Nenner das Integranden in (9) und (10) hat eine Nullstelle bei $x = i/\pi$ und eine weitere bei $x = 0$. Alle übrigen Nullstellen (es gibt unendlich viele) liegen unter der reellen Achse und symmetrisch um die imaginäre Achse (Fig. 1).

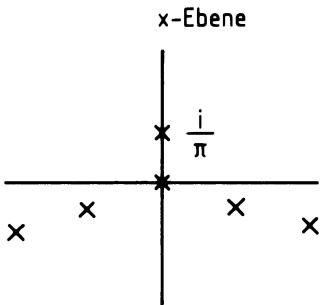


Fig. 1

Aus der Darstellung (10) läßt sich das asymptotische Verhalten von $N(u)$ für große negative u , d. h. kleine Geschwindigkeiten leicht ermitteln. Man deformiert dazu den Integrationsweg so, daß er in einen Kreis um die Singularität $x = i/\pi$ herum und einen Weg längs der reellen Achse zerfällt. Der weitaus größte Beitrag zu (10) stammt dann für große negative u von der Integration um den Punkt i/π . Dieser ergibt 3

$$\begin{aligned} N(u) \sum_i \gamma_i(u) &= \frac{Q}{v_0^2} \frac{2 e^{-2u}}{1 - \sum_i 2 g_i \beta_i (1 - \alpha_i) / \alpha_i} \\ &= \frac{2Q}{v^2 [1 + \sum_i (g_i(1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]} . \end{aligned} \quad (11)$$

Oder

$$N(v) = \frac{2Q}{v^2 \sum_i \gamma_i [1 + (1 - \alpha_i)/\alpha_i] \lg(1 - \alpha_i)]} . \quad (12)$$

Die Verteilung der Neutronen folgt also bei kleinen Geschwindigkeiten wieder

dem Gesetz $\text{const.}/v^2$; für die Wirkung der verschiedenen Massen ist der Faktor $(1 + (1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)$ im Nenner charakteristisch. Die Verteilung in der Nähe von v_0 lässt sich nur qualitativ angeben. Wenn es nur eine Atomsorte in der Lösung gibt, für die $\alpha < 1$ ist, so ist sie etwa durch die Fig. 2 dargestellt:

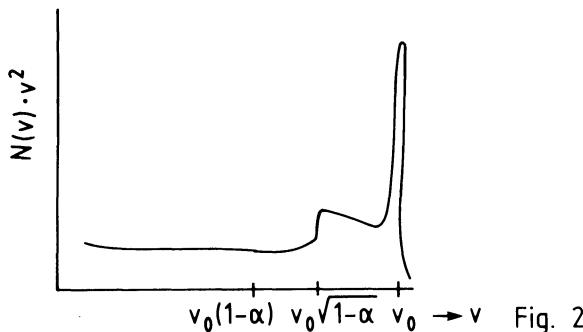


Fig. 2

Die Funktion verhält sich bei v_0 wie eine δ -Funktion; bei $v_0\sqrt{1-\alpha}$ ist sie endlich, aber unstetig; bei $v_0(1-\alpha)$ ist sie stetig, aber der 1. Differentialquotient unstetig usw.

Nach dieser Vorbereitung gehen wir zur Frage der Absorption der Neutronen in der Resonanzstelle $v = v_r$ einer Atomsorte über, von der N_U Atome in der Volumeneinheit vorhanden sind und bei der der Wirkungsquerschnitt für Einfangung in der Umgebung der Resonanzstelle durch die Formel

$$\sigma_U = \sigma_r \frac{(\Gamma_r/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma_r/2)^2} \quad (13)$$

- 4 gegeben ist. Führt man wieder die neue Variable $u = \lg(v/v_r)$ ein, so kann man setzen $E = E_r e^{2u}$ und erhält in hinreichender Näherung:

$$\sigma_U = \sigma_r \left(\frac{\Gamma_r}{4E_r} \right)^2 \frac{1}{u^2 + (\Gamma_r/4E_r)^2} . \quad (14)$$

Für die folgenden Rechnungen soll angenommen werden, daß die Konzentration der absorbierenden Atome so groß ist, daß die Äquivalenzbreite der Linie groß ist gegen Γ_r ; dann kann man auch einfach setzen

$$\sigma_U = \sigma_r \left(\frac{\Gamma_r}{4E_r} \right)^2 \frac{1}{u^2} . \quad (15)$$

Wir führen noch die Bezeichnung ein

$$N_U \sigma_r \left(\frac{\Gamma_r}{4E_r} \right) = \gamma_U . \quad (16)$$

Wenn man annimmt, daß die Erzeugung der Neutronen bei sehr hohen Geschwindigkeiten stattgefunden hat, so kann man im Gebiet der Resonanzlinie Gl. (5) durch die Gleichung

$$N(u) \left(\sum \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) = \sum \frac{2}{\alpha_i} \int_u^{u+\beta_i} N(u') \gamma_i(u') du' \quad (17)$$

ersetzen. Da $N(u)$ in weitem Abstand von der Resonanzlinie wie e^{-2u} variiert, setzen wir

$$N(u) = y(u) e^{-2u}, \quad (18)$$

ferner differenzieren wir (17) nach u und erhalten

$$\begin{aligned} & -2y e^{-2u} \left[\sum \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right] + e^{-2u} \frac{d}{du} \left[y \left(\sum \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \right] \\ &= \sum \frac{2}{\alpha_i} [y \gamma_i(u+\beta_i) e^{-2u-2\beta_i} - y \gamma_i e^{-2u}], \end{aligned} \quad (19)$$

oder nach (4)

$$\frac{d}{du} \left[\left(y \sum \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \right] = \sum \frac{2(1-\alpha_i)}{\alpha_i} [y \gamma_i(u+\beta_i) - y \gamma_i(u)]. \quad (20)$$

Die Größe $y \sum \gamma_i$ muß sowohl für sehr große positive wie für sehr große negative u konstant werden. Wir setzen nun auch die γ_i im ganzen Gebiet konstant, d. h. wir nehmen an, daß die γ_i in der näheren Umgebung | der Resonanzstelle nicht stark variieren. Die Differenz

$$y_{+\infty} - y_{-\infty} = \Delta y$$

gibt ein Maß für die gesamte absorbierte Neutronenmenge. Durch Integration von (20) von $-\infty$ bis $+\infty$ erhält man sofort

$$\Delta y \sum \gamma_i = \sum \frac{2(1-\alpha_i)}{\alpha_i} \beta_i \Delta y + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} y (\gamma_U/u^2) du, \quad \text{also} \quad (21)$$

$$\Delta y = \frac{2 \int_{-\infty}^{+\infty} y (\gamma_U/u^2) du}{\sum \gamma_i [+1((1-\alpha_i)/\alpha_i) \lg(1-\alpha_i)]}. \quad (22)$$

Aus Gl. (20) geht sofort hervor, daß in vielen Fällen die Größe $y(\sum \gamma_i + \gamma_U/u^2)$ im kritischen Gebiet $u \sim 0$ nur relativ geringe Änderungen durchmacht, da die rechte Seite klein bleibt und das kritische Gebiet relativ eng ist. Dies gilt dann, wenn die gesamte Neutronenabsorption gering ist und wenn die α_i nicht zu klein sind. In diesem Falle kann man also im kritischen Gebiet in erster Näherung

$$y(\sum \gamma_i + \gamma_U/u^2) = y_{+\infty} \sum \gamma_i \quad \text{und} \quad (23)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} y \frac{\gamma_U}{u^2} du = y_{+\infty} \pi \sqrt{\gamma_U \sum \gamma_i} \quad (24)$$

setzen. Man erhält schließlich nach (16)

$$w_r = \frac{\Delta y}{y_{+\infty}} = \frac{2\pi \sqrt{\gamma_U \sum \gamma_i}}{\sum \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]}$$

$$= \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_r}{E_r} \frac{\sqrt{N_U \sigma_r \sum \gamma_i}}{\sum \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]} . \quad (25)$$

Wenn eine Größe α_i und damit auch β_i klein wird gegen die Äquivalenzbreite der Linie, also nach (24) klein gegen $\pi \sqrt{\gamma_U / \sum \gamma_i}$, so wird das betreffende Glied auf der rechten Seite von (20) groß. Es kann dann $y \gamma_i(u + \beta_i)$ in eine Reihe nach β_i entwickelt werden und wegen (4) gilt näherungsweise

$$\frac{2(1 - \alpha_i)}{\alpha_i} [y \gamma_i(u + \beta_i) - y \gamma_i(u)] = \frac{d}{du} (y \gamma_i) \frac{2(1 - \alpha_i)}{\alpha_i} \beta_i . \quad (26)$$

Man kann dieses Glied dann auf die linke Seite herübernehmen, und die Gl. (24) bleibt zu Recht bestehen, wenn man in der $\sum \gamma_i$ das eine Glied γ_i , das zu dem kleinen γ_i gehört, mit $1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)$ multipliziert.

Allgemein gilt also

$$w = \frac{2\pi \sum_r \sqrt{\gamma_{Ur} \sum_i \gamma_i \varepsilon_{ir}}}{\sum_i \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]} , \quad (27)$$

wobei

$$\varepsilon_{ir} = \begin{cases} 1 & \text{für } \beta_i \gg \pi \sqrt{\gamma_{Ur} / \sum_i \gamma_i \varepsilon_{ir}} \\ 1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i) & \text{für } \beta_i \ll \pi \sqrt{\gamma_{Ur} / \sum_i \gamma_i \varepsilon_{ir}} \end{cases} .$$

Auch Gl. (27) gilt nur, wenn $w \ll 1$ ist. Für Werte von w von der Größenordnung 1 kann man wohl die Anlehnung an die Resultate, die Flügge bei der Absorption in Wasserstoff gefunden hat, in guter Näherung setzen:

$$1 - w = \exp \left(- \frac{2\pi \sum_r \sqrt{\gamma_{Ur} \sum_i \gamma_i \varepsilon_{ir}}}{\sum_i \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]} \right) . \quad (28)$$

Diese Formel wird in allen weiteren Rechnungen über die Resonanzabsorption benutzt werden. Wenn man sich nicht nur für die Gesamtzahl der Neutronen, sondern auch für ihre Energieverteilung interessiert, so geht man zweckmäßig von Gl. (17) aus, die man in der Form:

$$N(u) \sum_i \gamma_i = -N(u) \frac{\gamma_U}{u^2} + \sum_i \frac{2}{\alpha_i} \int_u^{u+\beta_i} N(u')(u') du' \quad (29)$$

schreiben kann. Der Vergleich mit (5) lehrt, daß hier das Glied $-N(u)(\gamma_U/u^2)$

gewissermaßen eine negative Neutronenquelle darstellt, die dann auch nach (12) zu einer Absorption nach Formel (22) führt. Der allgemeine Verlauf der Neutronenzahl $N(v)$ ist daher auch für eine einzige Atomsorte $N_i(v)$ in Analogie zu Fig. 2 qualitativ in Fig. 3 dargestellt.

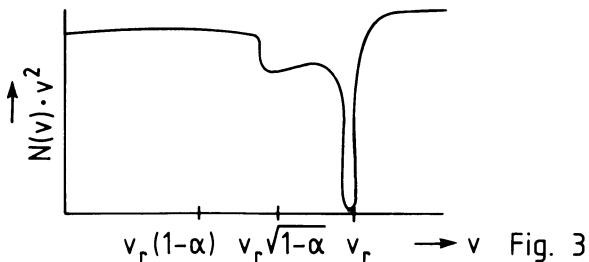


Fig. 3

Man erkennt aus der Figur, daß die Gesamtabsorption *nicht* einfach durch die Differenz von $N(v)$ rechts und links von der Resonanzstelle bestimmt ist. Diese Differenz ist von *Flügge* im Teil II seiner Untersuchungen berechnet und irrtümlich der Gesamtabsorption gleichgesetzt worden. 7

Wir vergleichen nun das Ergebnis (27) und (28) mit der Abschätzung von Teil I, Abschn. 2a. Dort wurde in Gl. (6) für w im Fall einer einzelnen bremsenden Substanz die Formel

$$w = \frac{1}{-\lg \delta} \frac{\pi \Gamma_r}{2E_r} \sqrt{\frac{\sigma_r N_U}{\sigma N}}$$

angegeben. Der Vergleich mit der genauen Formel (27) zeigt (für eine einzige Substanz muß wegen $w \ll 1$ stets $\varepsilon = 1$ sein), daß die Größe $-\lg \delta$ im Teil I in der genaueren Theorie durch $1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha)$ zu ersetzen ist. Im Grenzfall großer Massen ($\alpha \ll 1$) stimmen die beiden Ausdrücke überein, da $\delta = 1 - (\alpha/2)$ ist:

$$\underset{\alpha \ll 1}{-\lg \delta} = -\lg \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \approx \frac{\alpha}{2} \approx 1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \lg(1 - \alpha) . \quad (30)$$

Im entgegengesetzten Grenzfall $\alpha = 1$, d. h. bei der Verlangsamung der Neutronen im Wasserstoff, unterscheiden sich die beiden Ausdrücke, wie $\lg 2$ und 1, also etwa 30%, wie schon *Flügge* in Teil I angegeben hat. Die Abweichung der früheren Näherungsformel von der exakten Formel ist also nicht sehr groß, doch muß sie berücksichtigt werden. Ferner hat *Flügge* mit Recht darauf aufmerksam gemacht, daß der Beitrag der Sauerstoffatome zur Bremsung in H_2O und insbesondere D_2O nicht vernachlässigt werden darf. Die Formel (27) zeigt in der Tat, daß die Größe w in D_2O um etwa 20% höher wird als sich bei der Vernachlässigung von O ergeben würde (w = Wahrscheinlichkeit, daß ein schnelles Neutron im U^{238} durch Resonanz eingefangen wird, bevor es thermische Energie erreicht).

b) Ebene Platten uranhaltiger Substanz in einem zur Neutronenverlangsamung dienenden Medium

Wir betrachten eine unendlich ausgedehnte Platte der Dicke d aus einer Mischung von U mit anderen Substanzen. Die Platte sei eingebettet in ein Medium, das selbst wieder aus verschiedenen Atomsorten gemischt ist. Die Neutronenquelle sei gleichmäßig über den Raum verteilt und soll Neutronen so hoher Energie liefern, daß sie in der Gegend der Resonanzstelle von Uran bereits eine gleichförmige Neutronenverteilung nach dem Gesetz const/v^2 eingestellt hat, die dann durch die Resonanzstelle gestört wird. Die streuenden Substanzen teilen wir in zwei Gruppen a und b ein. Zur Gruppe a gehören die leichteren Atome, die bei einem Stoß einem Neutron in der Gegend der Resonanzenergie im Mittel sehr viel mehr Energie entziehen, als die effektive Breite der Resonanzlinie beträgt (die ihrerseits wieder von d abhängt); zur Gruppe b gehören die schwereren Atome, die einem Neutron beim Stoß sehr viel weniger Energie entziehen als die effektive Breite der Resonanzlinie beträgt. Atome, bei denen keine der beiden Voraussetzungen erfüllt ist, sollen nicht vorkommen. Die effektive Breite der Resonanzlinie soll auf jeden Fall sehr klein gegen die Resonanzenergie selbst sein.

Der Raum in der Platte werde als Gebiet 1, der Raum außerhalb als Gebiet 2 bezeichnet. Die Platte soll senkrecht zur z -Achse stehen. Dann wird die Neutronenverteilung vom Absolutbetrag der Geschwindigkeit, der z -Koordinate und vom Winkel der Geschwindigkeit relativ zur z -Achse abhängen.

$$N(v, \zeta, z) dv d\zeta dz \quad (1)$$

- 9 sei die Anzahl der Neutronen pro cm^3 zwischen z und $z + dz$, mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ und einem Winkel zur z -Achse, dessen Cosinus zwischen ζ und $\zeta + d\zeta$ liegt. Wie in [Abschn.] II.2a, Gl. (2) führen wir die Produkte aus Wirkungsquerschnitt und Atomzahl ein:

$$\gamma_i = N_i \cdot \sigma_i \quad (2)$$

und setzen wieder, wie in [Abschn.] II.2a, Gln. (15) und (16):

$$N_U \cdot \sigma_U = \gamma_U / u^2 , \quad (3)$$

wobei $u = \lg v/v_0$; schließlich sei $M_i/(M_i + m) = \eta_i$, also

$$4 \eta_i (1 - \eta_i) = \alpha_i / 2 . \quad (4)$$

Dann ergibt sich für die Neutronenverteilung die folgende Integralgleichung (im Gebiet 2 ist dabei $\gamma_U = 0$):

$$\zeta \frac{\partial N}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) N = \sum_i \frac{v}{\pi \eta_i} \int \frac{N(v', \zeta', z) \gamma_i d\zeta' dv'}{Z_i} , \quad \text{wobei} \quad (5)$$

$$Z_i = \{(v'^2 - v^2)[v^2 - (1 - 2\eta_i)^2 v'^2] - 4(1 - \eta_i^2) v^2 v'^2 (\zeta^2 + \zeta'^2) \\ + 4\zeta\zeta' (1 - \eta_i) v v' [v'^2 (1 - 2\eta_i) + v^2]\}^{1/2} . \quad (6)$$

Die Integrationsgrenzen in (5) ergeben sich aus dem Realitätsbereich von Z_i . Man kann sich leicht durch Einsetzen davon überzeugen, daß für $\gamma_U = 0$ die Gl. (5) durch den Ansatz $N = \text{const}/v^2$ gelöst wird.

Wir nehmen nun in (5) zunächst die Einteilung in die beiden Atomsorten a und b vor. Für die Atome der Gruppe b kann $1 - \eta_i \ll 1$, d. h. $\eta_i \sim 1$ angenommen werden. Unter dieser Voraussetzung und unter der Annahme, daß $N(v', \zeta', z)$ nicht zu schnell mit v' variiert, kann auf der rechten Seite von (5) die Integration über v' ausgeführt werden, da ja v' stets in der Nachbarschaft von v bleibt. Man erhält so:

$$\zeta \frac{\partial N}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) N = \frac{1}{2} \sum_b \gamma_i \int_0^1 N(v, z, \zeta') d\zeta' + \sum_a \frac{v \gamma_i}{\pi \eta_i} \int \frac{N(v', \zeta', z) dv' d\zeta'}{Z_i} . \quad (7)$$

Wir interessieren uns nun für die Werte von N in unmittelbarer Nähe der Resonanzstelle $v = v_r$. In diesem Gebiet wird N sehr stark variieren; jedoch werden sich die unter \sum_a vorkommenden Integrale dort nur wenig ändern, da sie sich über einen Geschwindigkeitsbereich erstrecken, der sehr groß ist verglichen mit der effektiven Breite der Resonanzlinie. Wir können diese Integrale also als näherungsweise konstant ansehen und erhalten für N in der unmittelbaren Umgebung der Resonanzstelle die einfache Integralgleichung 10

$$\zeta \frac{\partial N}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) N = \frac{1}{2} \sum_b \gamma_i \int_{-1}^{+1} N(v, z, \zeta') d\zeta' + N_0 \sum_a \gamma_i , \quad (8)$$

wobei N_0 die Anzahl $N(v, z, \zeta)$ dicht oberhalb der Resonanzstelle bezeichnet.

Eine partikuläre Lösung von (8) lautet:

$$N = N_0 \sum \gamma_i \left/ \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \right. . \quad (9)$$

Um die allgemeinste Lösung zu erhalten, müssen wir hierzu die allgemeinste Lösung der homogenen Integralgleichung

$$\zeta \frac{\partial N}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) N = \frac{1}{2} \sum_b \gamma_i \int_{-1}^{+1} N(v, z, d') d\zeta' \quad (10)$$

addieren. Wenn Atome der Sorte b nicht vorkommen, so entsteht aus (10) eine einfache Differentialgleichung, deren Lösung sofort ausgeschrieben werden kann. Wenn von der elastischen Streuung an den U-Atomen selbst abgesehen werden könnte, so müßten für nicht zu dicke Platten tatsächlich alle anderen Atome (H, D, O) zur Gruppe a gerechnet werden; die weiteren Rechnungen lassen sich in diesem Fall streng durchführen:

Fall 1: $\gamma_{ib} = 0$. Aus (10) wird jetzt

$$\zeta \frac{\partial N}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma_i + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) N = 0 , \quad (11)$$

$$N = f(\zeta, u) \exp [- (\sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U/u^2) z/\zeta] . \quad (12)$$

- Zur Herstellung der vollständigen Lösung müssen die Grenzbedingungen an der Grenze zwischen Gebiet 1 und Gebiet 2 berücksichtigt werden; die Grenzen sollen bei $+d/2$ und $-d/2$ liegen. Die Verteilung muß dann symmetrisch um $z = 0$ sein, d. h. bei gleichzeitigem Vorzeichenwechsel von z und ζ muß $N(v, z, d)$ unverändert bleiben. Die auf die verschiedenen Gebiete bezogenen Größen unterscheiden wir durch die Indizes 1 und 2. Dann gilt an der Grenze $+d/2$:
- 11

$$N_1(d/2, \zeta) = N_2(d/2, \zeta)$$

oder

$$\begin{aligned} N_0 \frac{\sum_a \gamma_i^{(1)}}{\sum_a \gamma_i^{(1)} + (\gamma_U/u^2)} + f_1(u, \zeta) \exp \left[- \left(\sum_a \gamma_i^{(1)} + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \frac{d}{2\zeta} \right] \\ = N_0 + f_2(u, \zeta) \exp \left[- \sum_a \gamma_i^{(2)} \frac{d}{2\zeta} \right] . \end{aligned} \quad (13)$$

Damit für große z N in N_0 übergeht, was aus physikalischen Gründen gefordert werden muß, folgt, daß für $z \geq d/2$

$$f_2(u, \zeta) = 0 \quad \text{für } \zeta < 0 . \quad (14)$$

Daraus ergibt sich

$$f_1(u, d) = N_0 \frac{\gamma_U}{u^2 \sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U} \exp \left[\left(\sum_a \gamma_i^{(1)} + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \frac{d}{2\zeta} \right] \quad \text{für } \zeta < 0 . \quad (15)$$

Aus Symmetriegründen folgt daraus für beliebige ζ :

$$f_1(u, \zeta) = N_0 \frac{\gamma_U}{u^2 \sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U} \exp \left[- \left(\sum_a \gamma_i^{(1)} + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \frac{d}{2|\zeta|} \right] \quad (16)$$

und schließlich

$$\begin{aligned} N_1(z, \zeta, u) = N_0 \left\{ \frac{\sum_a \gamma_i^{(1)}}{\sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U/u^2} + \frac{\gamma_U}{u^2 \sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U} \right. \\ \cdot \exp \left[- \left(\sum_a \gamma_i^{(1)} + \frac{\gamma_U}{u^2} \right) \left(\frac{2}{\zeta} + \frac{d}{2|\zeta|} \right) \right] \left. \right\} . \end{aligned} \quad (17)$$

Die Gesamtzahl aller pro sec absorbierten Neutronen erhält man, wenn man N_1 mit $v_r(\gamma_U/u^2)$ multipliziert und über ζ , z und u integriert; dabei kann in u von $-\infty$ bis $+\infty$ integriert werden:

$$n_{\text{abs}} = \int_{-d/2}^{+d/2} dz \int_{-1}^{+1} d\zeta \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{u^2} \gamma_U v_r^2 N_1 . \quad (18)$$

Setzt man $d \sum_a \gamma_i^{(1)} = a$ und benützt die Bezeichnung

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt , \quad (19)$$

so ergibt sich nach einer längeren Rechnung:

$$n_{\text{abs}} = N_0 v_r^2 \sqrt{\gamma_U d} \left\{ \pi \sqrt{a} + \sqrt{\pi} \left(\frac{5}{3} + \frac{2}{3} a \right) e^{-a} \right. \\ \left. + \frac{\pi}{2 \sqrt{a}} \left[\Phi(\sqrt{a}) - 4a \left(1 + \frac{a}{3} \right) (1 - \Phi(\sqrt{a})) \right] \right\} . \quad (20)$$

Um die Wahrscheinlichkeit w der Einfangung zu berechnen, müssen wir aber noch durch die Anzahl der pro sec emittierten Neutronen dividieren. Diese Wahrscheinlichkeit verschwindet, wenn nur eine Platte in einem unendlich großen Gebiet 2 vorhanden ist. Wir nehmen daher jetzt an, daß das Gebiet 2 nur die Ausdehnung l habe, d. h. daß der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Platten in der Uranmaschine l sei., Dabei soll $l \gg (1/\sum \gamma_i^{(2)})$, d. h. groß gegen die mittlere freie Weglänge sein. dann ist nach [Abschn.] II.2a, Gl. (12) die Anzahl der pro sec und cm^2 in der Platte und im Gebiet 2 von der Ausdehnung l emittierten Neutronen:

$$N_0 v_r^2 \sum_i \gamma_i^{(1)} [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] d \\ + N_0 v_r^2 \sum_i \gamma_i^{(2)} [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] l . \quad (21)$$

Schließlich folgt:

$$w = \\ \frac{\sum_r \sqrt{\gamma_{U,r} d} \{ \pi \sqrt{a} + \sqrt{\pi} (\frac{5}{3} + \frac{2}{3} a) e^{-a} + \pi/2 \sqrt{a} [\Phi(\sqrt{a}) - 4a(1 + (a/3))(1 - \Phi(\sqrt{a}))] \}}{\sum_i \gamma_i^{(1)} [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] d + \sum_i \gamma_i^{(2)} [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] l} . \quad (22)$$

Im Grenzfall $a = 0$ kann Gl. (22) mit den entsprechenden Resultaten von Teil I, Gln. (15), (60) und (61) verglichen werden. Der Vergleich zeigt, daß die Formeln von Teil I in die exakte Formel (22) übergehen, wenn man wieder, wie in [Abschn.] II.2a – $(\lg \delta)/\lambda$ durch den Ausdruck $\sum_i \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]$ ersetzt.

Leider kann Gl. (22) praktisch nicht ohne weiteres angewendet werden, da die elastische Streuung der Neutronen an den Uranatomen eventuell eine erhebliche Rolle spielt, also auch Atome der Gruppe b vorkommen. Wir gehen daher zu Behandlung des Falles 2 über:

Fall 2: $\gamma_{ib} = 0$. Hier muß die Integralgleichung (10) unter den durch das physikalische Problem vorgesehenen Randbedingungen gelöst werden. Die Integralgleichung (10) ist ausführlich in der Literatur behandelt worden durch *G. Wick: Lincei Rend. 23, 775, 1936* und *O. Halpern, R. Lueneburg und O. Clark: Phys.*

Rev. 53, 173, 1938. Die dort gewonnenen Lösungsmethoden sind jedoch zu schwerfällig für die weitere Rechnung. Wir begnügen uns daher mit einer Näherungsmethode, die E. Fermi, Ric. Scient. II, 1936 angegeben hat. Fermi bemerkt, daß die Diffusion von Neutronen in dem durch (10) dargestellten Problem ähnlich abläuft, wie die Diffusion von Neutronen, die sich nur auf einer Linie bewegen können, wobei man in letzterem Fall (der gewissermaßen die Projektion der drei-dimensionalen Bewegung auf die z -Achse darstellt) die freien Weglängen um den Faktor $\sqrt{3}$ reduzieren muß. Statt der verschiedenen Winkel ζ unterscheidet man also nur $N(v, z, +1) = N_+$ und $N(v, z, -1) = N_-$ und ersetzt die Integralgleichung (10) durch

$$\pm \frac{\partial N_{\pm}}{\partial z} + \left(\sum_i \gamma'_i + \frac{\gamma'_U}{u^2} \right) N_{\pm} = \frac{1}{2} \sum_b \gamma'_b (N_+ + N_-) , \quad (23)$$

wobei $\gamma'_i = \sqrt{3} \gamma_i$, $\gamma'_U = \sqrt{3} \gamma_U$ gesetzt ist. Wir benützen weiter die Abkürzungen

$$\sum_a \gamma'_a + \frac{\gamma'_U}{u^2} = A , \quad \sum_b \gamma'_b = B . \quad (24)$$

Es sind dann die beiden simultanen Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_+}{\partial z} + \left(A + \frac{B}{2} \right) N_+ - \frac{B}{2} N_- &= 0 , \\ - \frac{\partial N_-}{\partial z} + \left(A + \frac{B}{2} \right) N_- - \frac{B}{2} N_+ &= 0 \end{aligned} \quad (25)$$

zu lösen. Die Lösung lautet

$$N_+ = C_+ e^{\alpha z} , \quad N_- = C_- e^{-\alpha z} , \quad \text{wobei}$$

$$\begin{vmatrix} \alpha + A + \frac{B}{2} & -\frac{B}{2} \\ -\frac{B}{2} & -\alpha + A + \frac{B}{2} \end{vmatrix} = 0 , \quad \text{d. h.} \quad \alpha^2 = A(A + B) \quad \text{und} \quad (26)$$

$$\frac{C_+}{C_-} = \frac{B/2}{\alpha + A + (B/2)} = \frac{-\alpha + A + (B/2)}{B/2} . \quad (27)$$

- 14 Im Gebiet 1 muß die Lösung symmetrisch um den Punkt $z = 0$ sein. Sie lautet dann

$$\begin{aligned} N_+ &= C \left[\frac{B}{2} e^{+|\alpha|z} + \left(|\alpha| + A + \frac{B}{2} \right) e^{-|\alpha|z} \right] , \\ N_- &= C \left[\left(|\alpha| + A + \frac{B}{2} \right) e^{+|\alpha|z} + \frac{B}{2} e^{-|\alpha|z} \right] . \end{aligned} \quad (28)$$

Im Gebiet 2 jedoch ist für $z \geq d/2$ nur die Lösung mit negativem α zu brauchen, also

$$N_+ = C \left(|\alpha| + A + \frac{B}{2} \right) e^{-|\alpha|z},$$

$$N_- = C \frac{B}{2} e^{-|\alpha|z}. \quad (29)$$

Unter Einbeziehung der partikulären Lösung (9) erhalten wir daraus als Grenzbedingung an der Stelle $z = d/2$:

$$N_0 \frac{\sum_a \gamma_i^{(1)}}{\sum_a \gamma_i^{(1)} + (\gamma_U/u^2)} + C_1 \left[\frac{B_1}{2} e^{|\alpha_1|d/2} + \left(|\alpha_1| + A_1 + \frac{B_1}{2} \right) e^{-|\alpha_1|d/2} \right]$$

$$= N_0 + C_2 \left(|\alpha_2| + A_2 + \frac{B_2}{2} \right) e^{-|\alpha_2|d/2},$$

$$N_0 \frac{\sum_a \gamma_i^{(1)}}{\sum_a \gamma_i^{(1)} + (\gamma_U/u^2)} + C_1 \left[\left(|\alpha_1| + A_1 + \frac{B_1}{2} \right) e^{|\alpha_1|d/2} + \frac{B_1}{2} e^{-|\alpha_1|d/2} \right]$$

$$= N_0 + C_2 \frac{B_2}{2} e^{-|\alpha_2|d/2}. \quad (30)$$

Schließlich folgt:

$$C_1 \left\{ \left[\left(|\alpha_1| + A_1 + \frac{B_1}{2} \right) \left(|\alpha_2| + A_2 + \frac{B_2}{2} \right) - \frac{B_1 B_2}{4} \right] e^{|\alpha_1|d/2} \right.$$

$$\left. + \left[\frac{B_1}{2} \left(|\alpha_2| + A_2 + \frac{B_2}{2} \right) - \frac{B_2}{2} \left(|\alpha_1| + A_1 + \frac{B_1}{2} \right) \right] e^{-|\alpha_1|d/2} \right\}$$

$$= N_0 \frac{\gamma_U}{u^2 \sum_a \gamma_i^{(1)} + \gamma_U} (|\alpha_2| + A_2). \quad (31)$$

Damit ist der Verlauf der Neutronendichte im Inneren der Platte abgeleitet; für ihre Gesamtzahl ergibt sich dann nach (18)

$$\int_{-d/2}^{+d/2} dz (N_+ + N_-) = \frac{2C_1}{|\alpha_1|} (|\alpha_1| + A_1 + B_1) (e^{|\alpha_1|d/2} - e^{-|\alpha_1|d/2}). \quad (32)$$

Für die weitere Rechnung führen wir statt u zweckmäßigerweise die Variable t ein durch die Beziehung

$$u^2 = \gamma_U d \sqrt{3} t^2. \quad (33)$$

Ferner setzen wir

$$d \sum_a \gamma_i^{(1)} \sqrt{3} = a \sqrt{3} = a' , \quad d \sum_b \gamma_i^{(1)} \sqrt{3} = b \sqrt{3} = b' , \\ \frac{B_2}{2(A_2 + |\alpha_2|)} = \varepsilon . \quad (34)$$

Dann wird

$$A_1 d = 1/t^2 + a' ; \quad B_1 d = b' \quad \text{und} \quad |\alpha_1| d = \eta/t^2 , \quad \text{wobei} \quad (35)$$

$$\eta = \sqrt{(1+a'^2 t^2)[1+(a'+b')t^2]} . \quad (36)$$

In diesen Variablen wird schließlich

$$n_{\text{abs}} = v_r^2 N_0 \sqrt{\frac{\gamma_U d}{3}} \int dt \left\{ \frac{a'}{1+a'^2 t^2} \right. \\ \left. + 2(a'+b'+(1+\eta)/t^2)(1-e^{-\eta/t^2}) [\eta(1+a'^2 t^2)\{a'+(b'/2)+(1+\eta)/t^2\} \right. \\ \left. + \varepsilon(a'+(1+\eta)/t^2) + [(b'/2)-\varepsilon(a'+(1+\eta)/t^2)] e^{-\eta/t^2}\}]^{-1} \right\} . \quad (37)$$

Im Grenzfall $a' = b' = \varepsilon = 0$ müßte sich das gleiche Resultat ergeben, wie aus Gl. (20), wenn man dort $a = 0$ setzt. Dies ist nun nicht genau der Fall, da die Gl. (27) wegen der Benützung der *Fermischen Approximation* nur näherungsweise gültig ist. Es ergibt sich aus Gl. (20) für $a = 0$:

$$n_{\text{abs}} = 8 N_0 v_r^2 \sqrt{\gamma_U \pi d / 3} , \quad (38)$$

dagegen aus Gl. (37) für $a' = b' = \varepsilon = 0$:

$$n_{\text{abs}} = 4 N_0 v_r^2 \sqrt{\gamma_U \pi d / \sqrt[4]{3}} .$$

Die *Fermische Methode* liefert also einen um etwa 10% zu hohen Wert. An diesem Ergebnis läßt sich die Genauigkeit der *Fermischen Methode* gut beurteilen. Um im Grenzfall $a' = b' = \varepsilon = 0$ das richtige Resultat zu erhalten, erniedrigen wir das zweite Glied der rechten Seite von (37) um den betreffenden Betrag und erhalten als näherungsweise gültige Endformel:

$$16 \quad n_{\text{abs}} = N_0 v_r^2 \sqrt{\gamma_U d} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{1+a'^2 t^2} \left\{ \frac{a'}{\sqrt[4]{3}} \right. \\ \left. + 4(a'+b'+(1+\eta)/t^2)(1-e^{-\eta/t^2})/3 [\eta\{a'+(b'/2)+(1+\eta)/t^2\} \right. \\ \left. + \varepsilon(a'+(1+\eta)/t^2) + [(b'/2)-\varepsilon(a'+(1+\eta)/t^2)] e^{-\eta/t^2}\}]^{-1} \right\} . \quad (39)$$

Die Berechnung von w erfolgt dann wie in Gl. (20) bis (22). Die Diskussion der physikalischen Bedeutung der Formeln (20) und (39) beginnen wir mit dem

Fall 1: $b = b' = 0$. Die Gleichung für n_{abs} enthält hier zwei Glieder. Das erste gibt die Absorption an, die dadurch zustande kommt, daß Neutronen in der Platte durch einen Stoß etwa mit einem O-Atom so weit verlangsamt werden, daß sie danach in einem U-Atom eingefangen werden. Dieses Glied stimmt daher über ein mit dem Ausdruck für die Absorption in homogenen Lösungen: [Abschn.] II.2a, Gl. (24). Das zweite Glied in (20) oder (39) stellt die Absorption der Neutronen dar, die aus dem Gebiet 2 mit einer Energie in der Nähe der Resonanzenergie in die Platte eindringen. Dieses Glied wird mit wachsenden Werten von a' geringer, da die Streuung der Neutronen in der Platte einen Teil der Neutronen wieder aus der Platte austreten läßt; dadurch die Zunahme von a' wird naturgemäß das „Albedo“ erhöht, also die Absorption verringert, trotz des größeren Weges, den manche Neutronen in der Platte zurücklegen müssen. Bei sehr dünnen Platten überwiegt der letztere Effekt den ersten, d.h. die Absorption nimmt mit wachsender Streuung ab, bei größeren Dicken überwiegt jedoch das erste Glied, die Absorption nimmt dann mit wachsender Streuung zu.

Bei der Streuung ohne Verlangsamung (Fall 2: $a = 0, b \neq 0$) zeigt sich naturgemäß nur die zweite Wirkung, die Anzahl der absorbierten Neutronen nimmt mit wachsender Streuung ab. Allerdings wäre es unrichtig, aus diesem Ergebnis zu schließen, daß die Anwesenheit streuender Substanzen in der Platte für die praktische Verwendung in der Uranmaschine günstig sei. Denn diese Streuung wirkt sich im allgemeinen für die Absorption der *thermischen* Neutronen ungefähr ebenso ungünstig aus, wie für die Resonanzneutronen; was also durch eine Verkleinerung von w gewonnen werden kann, das wird nachher durch Verringerung der Anzahl der Spaltungsprozesse wieder verloren. Die Variation des zweiten Gliedes dürfte sich also gegen die entsprechenden Änderungen im thermischen Gebiet ungefähr kompensieren, und es kommt darauf an, das erste Glied in (20) und (39) möglichst klein zu machen. Es ist daher zweckmäßig, statt U_3O_8 stets metallisches Uran in den Platten zu verwenden.

17

Die numerische Auswertung der Formeln (20) und (39) zeigt, daß für U_3O_8 -Platten einer Dicke bis zu etwa 3 cm der Einfluß der Bremsung und Streuung in der Platte gering ist. Für solche Platten bleiben also die Formeln von I, Gln. (15) bis (17) und (60) bis (62) in Gültigkeit, wenn der Ausdruck $-\lambda/\lg \delta$ durch $\{\sum_i \gamma_i [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)]\}^{-1}$ ersetzt wird. Aus diesem Grunde kann man auch schließen, daß für die Zylinder des *Anderson-Fermi-Szilardschen* Experiments, deren Durchmesser 5 cm betrug, mit den Formeln von Teil I unter Berücksichtigung der genannten Änderung in guter Näherung gerechnet werden kann. Auch hier dürfte die Streuung und Bremsung in den Uranschichten nur eine geringe Rolle spielen. Für diesen wichtigsten Fall, in dem Streuung und Bremsung in der Uranschicht keine erhebliche Rolle spielen, soll die Formel für w noch einmal explizit angeschrieben werden. Aus den genannten Überlegungen in Teil I, in Übereinstimmung mit [Abschn.] II.2b, Gl. (38) folgt, daß die Anzahl der absorbierten Neutronen gegeben ist durch

$$n_{\text{abs.}} = \sum_r N_{0r} v_r^2 \sqrt{\gamma_{Ur} \pi} \int df \overline{\sqrt{x}} . \quad (40)$$

Hierin ist das Integral zu erstrecken über die Oberfläche sämtlicher Uranstücke; $\overline{\sqrt{x}}$ bedeutet den Mittelwert aus der Quadratwurzel der von einem geradlinig

- 8 durchlaufenden Neutron im Uran zurückgelegten | Strecke. Bei dieser Mittelbildung ist zu berücksichtigen, daß die einfallenden Neutronen nach dem Cosinusgesetz verteilt sind. (Siehe Teil I): Bei der ebenen Platte ist $\sqrt{x} = 4\sqrt{d}/3$. Bei einem unendlich langen Zylinder vom Durchmesser d ist für einen Punkt auf dem Zylindermantel $x = 0,95\sqrt{d}$. Die Anzahl der absorbierten Neutronen muß nun geteilt werden durch die Anzahl der emittierten. Das Gesamtvolumen sämtlicher U-Stücke (bzw. U_3O_8 -Stücke) sei V_1 , das den Neutronen zur Verfügung stehende Gebiet 2 sei V_2 . Dann wird schließlich die Wahrscheinlichkeit für Einfangung der Neutronen

$$w = \sum_r \sqrt{\gamma_{U_r} \pi} \int df \sqrt{x} \cdot \left\{ V_1 \sum_i \gamma_i^{(1)} [1 + ((1 + \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] + V_2 \sum_i \gamma_i^{(2)} [1 + ((1 - \alpha_i)/\alpha_i) \lg(1 - \alpha_i)] \right\}^{-1}. \quad (41)$$

Diese Formel wird später für die Diskussion des *Anderson-Fermi-Szilardschen Experiments* verwendet.

Wenn die Streuung und Bremsung in den Uranschichten nicht vernachlässigt werden kann, so liegen einstweilen nur die Resultate für die ebenen Platten vor: Gln. (22) und (39). Im Falle $b = 0$, d. h. keine Streuung durch schwere Atome, kann das Resultat für kleine Werte von a , d. h. von $d \sum_a \gamma_i^{(1)}$, nach Potenzen von \sqrt{a} entwickelt werden. Man erhält dann eine übersichtlichere Formel als Gl. (20):

$$n_{\text{abs.}} = n_{0r} v_r^2 \frac{8}{3} \sqrt{\gamma_{U_r} d \pi} \{1 - 3\sqrt{\pi} a^{1/2}/4 + a - \sqrt{\pi} a^{3/2}/4 + a^2/10 - + \dots\}. \quad (42)$$

19 II.3 Auswertung der Ergebnisse von Joliot, Halban, Kowarski und Perrin. Vergleich mit anderen Experimenten

Einige Zeit nach dem Abschluß des Teils I ist dem Verfasser eine Arbeit von *Joliot, Halban, Kowarski* und *Perrin* zur Kenntnis gekommen, deren Ergebnisse mit den Schlüssen und Annahmen in Teil I verglichen werden können.

Erstens enthält diese Arbeit eine Angabe über die Wahrscheinlichkeit w der Resonanzeinfangung bei verschiedener Konzentration von Uran im Wasser. Nach [Abschn.] I.2a muß w mit der Quadratwurzel aus dem Urangehalt ansteigen. Dies wird durch die Messungen bestätigt:

N_H/N_U	= 140	65	30	
w	= $0,11 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$	(1)
$w \sqrt{N_H/N_U}$	= $1,3 \pm 0,2$	$1,13 \pm 0,16$	$1,10 \pm 0,1$	

Als Mittelwert können wir setzen

$$w \sqrt{N_H/N_U} = 1,15. \quad (2)$$

Der Vergleich mit Formel (22) von Teil I zeigt, daß die dort unbestimmt gelassene

Größe etwa den Wert $2,13 \pm 0,2$ hat, also an der oberen Grenze der in I diskutierten Werte ($1/2 \leq \kappa \leq 2$) liegt. Dies bedeutet, daß die tiefste Resonanzstelle bei 25 eV nur einen kleinen Teil zur Gesamtabsorption beisteuert. Denn Gl. (25) in [Abschn.] II.2a ergibt für den Beitrag der tiefsten Resonanzstelle (es werde jetzt $\sigma_H = 14,8 \cdot 10^{-24}$ und $\sigma_O = 3 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ gesetzt):

$$w_r = \frac{\pi}{2} \frac{\Gamma_r \sqrt{\sigma_r}}{E_r} \sqrt{\frac{N_U}{N_H}} \frac{\sqrt{\sigma_H + \frac{1}{2} \sigma_O}}{\sigma_H + \frac{1}{2} \cdot 0,114 \sigma_O} = 0,106 \sqrt{\frac{N_U}{N_H}} . \quad (3)$$

Die unterste Resonanzlinie trägt also, wenn man die Werte $\Gamma_r = 0,12 \text{ eV}$, $\sigma_r = 2700 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ benutzt, nur etwa 10% zur gesamten Resonanzabsorption bei. Dieses etwas unplausible Ergebnis deutet darauf hin, daß die Werte für Γ_r und σ_r bei der tiefsten Resonanzlinie noch nicht richtig bestimmt sind. Man kann aber umgekehrt die *Halban-Joliot*sche Arbeit zur Bestimmung der für die Resonanzefangung maßgebenden Größe benutzen. Aus (3) und (2) ergibt sich

$$\sum_r \frac{\Gamma_r \sqrt{\sigma_r \cdot 10^{24}}}{E_r} = 2,7 \pm 3 [\text{cm}] . \quad (4)$$

Mit diesem Zahlenwert werden alle folgenden Rechnungen durchgeführt werden. *Halban, Joliot* usw. untersuchen ferner Mischungen von U_3O_8 mit geringen Mengen H_2O in Konzentrationsverhältnissen 1 : 3, 1 : 2 und 1 : 1. Bei der Berechnung von w entsteht hier bei den höchsten U-Konzentrationen eine gewisse Unsicherheit dadurch, daß die Größe β_i für Sauerstoff: $\beta_i = 0,12$ vielleicht nicht mehr als groß gegen die Linienbreite angesehen werden kann. Für die tiefste Resonanzlinie ist β_i allerdings noch groß gegen die Linienbreite; wir nehmen dies daher zunächst für alle Linien an und setzen $\varepsilon_i = 1$; die Sauerstoffatome tragen dann bereits erheblich zur Erhöhung von w bei. Man erhält durch Einsetzen in [Abschn.] II.2a, Gl. (28) unter Benutzung von (4):

$N_H/N_U = 3$	2	1	0	
w	$= 0,50$	$0,585$	$0,73$	$0,99$

(5)

Man könnte diese Daten nun benutzen, um aus den Versuchsergebnissen über die Neutronenabsorption in den genannten Substanzen die Anzahl der pro eingefangenem thermischen Neutron im Uran emittierten Spaltungsneutronen X (vgl. [Abschn.] I.1) zu berechnen. Es stellt sich jedoch heraus, daß diese Zahl bei hohen Konzentrationen so empfindlich von w abhängt, daß es zweckmäßiger ist, einen möglichst guten Wert von X vorauszusetzen und w aus den Versuchsergebnissen zu ermitteln. Die Versuchsergebnisse sind bei *Halban, Joliot* usw. bereits ausführlich erörtert, es genügt daher, hier das Ergebnis anzuführen: Für $X = 2,0$ erhält man

$3 H$	$2 H$	$1 H$	$0 H$	
$w_{\text{exp.}}$	$= 0,50$	$0,585$	$0,66$	(~ 1)
$w_{\text{theor.}}$	$= 0,50$	$0,585$	$0,73$	$0,99$

20

21

Die Übereinstimmung bei 3 H ist durch die Zahl $X = 2,0$ hergestellt. Bei 1 H (d. h. $1/2 \text{H}_2\text{O}$ pro U) ist die Übereinstimmung nicht so gut, was wahrscheinlich darauf zurückzuführen ist, daß die Linienbreiten hier nicht mehr alle klein gegen die Größe β_i für Sauerstoff sind. (Für die tiefste Resonanzlinie hat, wenn die Angaben $\Gamma_r = 0,12 \text{ eV}$, $\sigma = 2700 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ richtig sind, die Linienbreite in der Variablen u den Wert 0,05, während $\beta_i = 0,12$. Es ist gut möglich, daß die Breiten anderer Resonanzlinien größer sind als 0,1 und dies würde zu einer Verkleinerung von w führen.) Wir betrachten also

$$X = 2,0 \quad (6)$$

als den nach den Messungen von *Halban* usw. wahrscheinlichsten Wert. In Teil I war X durch die Gl. (1) mit w und κ (Gl. (19)) in Verbindung gebracht worden. Setzt man, wie es der Gl. (2) dieses Abschnittes entspricht, $\kappa = 2,13$, so ergäbe sich aus Teil I, Gl. (1) und (19): $X = 1,86$ in hinreichender Übereinstimmung mit (6). Allerdings bedürfen die Grundlagen der Berechnung von w in Teil I noch der Verbesserung, bevor der endgültige Vergleich der *Fermischen* und der *Joliot-Halbanschen* Messungen durchgeführt werden kann.

In Teil I war für die Dichte des U_3O_8 , das *Anderson*, *Fermi* und *Szilard* in ihrem Versuch benutzt hatten, fälschlicherweise 8 eingesetzt worden, während die Dichte in Wirklichkeit nur 3,3 betragen hat. Außerdem wollen wir jetzt für die Berechnung der exakten Formel ([Abschn.] III.2b, Gl. (41)) zu Grunde legen (von Bremsung und Streuung im Uran kann hier wahrscheinlich abgesehen werden). Aus [Abschn.] II.3, Gl. (4) finden wir, daß bei einer Dichte des U_3O_8 von 3,3

$$\sum_r \sqrt{\gamma_{Ur}} = 0,0578 \text{ cm}^{-1/2} .$$

- 22 Ferner ist in U_3O_8 : $\gamma_{\text{O}} = 0,059 \text{ cm}^{-1}$; im Wasser $\gamma_{\text{H}} = 0,87$ und $\gamma_{\text{O}} = 0,10$. Der charakteristische Faktor $1 + (1 - \alpha)/\alpha \lg(1 - \alpha)$ hat für O den Wert 0,114. Die Gesamtoberfläche aller Zylinder betrug in *Fermis* Experiment $\pi(5 \cdot 60 + 2 \cdot 6,25) \cdot 52 = \pi \cdot 16250 \text{ cm}^2$, ihr Gesamtvolumen $V_1 = \pi \cdot 6,25 \cdot 60 \cdot 52 = \pi \cdot 19500 \text{ cm}^3$. Schließlich ergibt sich nach [Abschn.] II.2b, Gl. (41):

$$w = \frac{\pi \cdot 3535}{\pi \cdot 131 + 0,88 \cdot V_2} .$$

Eine gewisse Unsicherheit entsteht nun bei der Berechnung von V_2 . Die Neutronendichte ist sicher gegen den Rand des Gefäßes zu sehr gering. Als den Neutronen „zur Verfügung stehendes“ Volumen muß man mindestens das Volumen ansehen, das zwischen den U_3O_8 -Zylindern und unmittelbar an deren Rand liegt. Dies beträgt nach der Zeichnung in der Arbeit

$$\pi(32^2 \cdot 70 - 19500) = \pi \cdot 24200 \text{ cm}^3 .$$

Es könnte aber auch einen Radius haben, der etwa 5 cm größer ist, und man müßte es dann etwa zu

$$\pi(32^2 \cdot 70 - 19500) = \pi \cdot 52100 \text{ cm}^3$$

ansetzen. Die entsprechenden Werte für w werden 0,165 und 0,077. Man wird wohl schließen müssen, daß w zwischen beiden Werten liegt. Wenn die Neutronendichte, wie aus den Versuchen von *Halban* etc. zu schließen ist, im Inneren der Apparatur viel größer ist als außen, so liegt w wohl nahe an der oberen Grenze. Benutzt man nun die Gl. (1) von Teil I: $x = 3,2/(1 - w) - 2$, so erhält man aus dem *Anderson-Fermi-Szilardschen* Experiment:

$$1,84 \geq X \geq 1,47 .$$

Dabei dürfte X nahe an der oberen Grenze liegen. Der *Fermische* Wert für X ist also 10–20% niedriger als der *Halbansche*.

Ferner ist neuerdings eine Arbeit von *Bradt* (Helv. Physica Acta **XII**, 553, 23 1939) erschienen, die ebenfalls eine Messung von X beabsichtigt. Da bei der Ausrechnung der experimentellen Ergebnisse die Einfangung eines Neutrons in U_{92}^{238} völlig vernachlässigt wurde, können die bei *Bradt* angegebenen Werte von X nicht verwendet werden. Die experimentellen Ergebnisse müssen also neu ausgewertet werden: *Bradt* benutzt eine Neutronenquelle in einem großen Wasserbehälter, die einmal von einer U_3O_8 , ein anderes Mal von einer ebenso streuenden PbO-Schicht umgeben wird. Er mißt die Anzahl N thermischer Neutronen im Wasser und stellt fest, daß diese Gesamtzahl in dem Experiment mit U_3O_8 um $5,6 \pm 0,7\%$ höher ist als in dem mit PbO:

$$\frac{\Delta N}{N} = 0,056 .$$

Die Neutronendichte in der Umgebung der U_3O_8 -Schicht war $5,63 \cdot 10^{-5} N [cm^{-3}]$, und es wird angenommen, daß die Dichte im Inneren der Schicht überall diesen gleichen Wert gehabt habe. Die Anzahl der U-Atome in der Schicht war $4,24 \cdot 10^{24}$. Die Anzahl der im Uran pro sec erzeugten Spaltungsneutronen ist also (der Einfangwirkungsquerschnitt für U bei thermischer Geschwindigkeit ist $3,4 \cdot 10^{-24} cm^2$)

$$\begin{aligned} n &= 5,63 \cdot 10^{-5} \cdot N \cdot 4,24 \cdot 10^{24} \cdot X \cdot 3,4 \cdot 10^{-24} \\ &= 8,5 \cdot 10^{-4} \cdot v_{th} \cdot N \cdot X . \end{aligned}$$

Die Anzahl der pro sec im Wasser absorbierten Neutronen ist

$$N \cdot v_{th} \cdot \sigma_H \cdot N_H = \Delta N \cdot v_{th} \cdot \sigma_H \cdot 6,7 \cdot 10^{22} .$$

Wenn man die Einfangung der Neutronen in Resonanzniveaus von U völlig vernachlässigt, ferner annimmt, daß PbO überhaupt nicht absorbiert, so ergibt sich durch Differenzbildung

$$8,5 \cdot 10^{-4} \cdot v_{th} \cdot N(X-1) = \Delta N \cdot v_{th} \cdot \sigma_H \cdot 6,7 \cdot 10^{22} ,$$

$$X-1 = \frac{\Delta N}{N} \sigma_H \cdot 7,9 \cdot 10^{25} .$$

Bevor man die experimentellen Werte von $\Delta N/N$ einsetzt, kann man noch eine 24

Korrektur anbringen für die Spaltungsprozesse, die durch schnelle Neutronen in U hervorgerufen werden. Der korrigierte Wert von $\Delta N/N$ ist:

$$\Delta N/N = 0,051 \pm 0,007 .$$

Der Wert von X hängt nunmehr in der Hauptsache von σ_{rH} ab. In Teil I wurde $\sigma_{\text{rH}} = 0,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ angenommen. Dieser Wert ist etwas niedriger als der von *Fermi* und *Amaldi* gemessene ($0,31 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$). Neuerdings haben jedoch *Frisch*, *Halban* und *Koch* einen noch erheblich niedrigeren Wert gefunden: $0,22 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ (nach Umrechnung mit dem hier benützten Wert von v_{th}). Betrachtet man – was wohl etwas willkürlich ist – die Werte 0,3 und 0,22 als obere bzw. untere Grenze, so findet man:

$$1.89 \leq X \leq 2.21 .$$

Durch Berücksichtigung der Resonanzabsorption, die in diesem Experiment keinen großen Einfluß hat, würden sich diese Werte etwa erhöhen; die Berücksichtigung einer eventuellen Absorption von PbO würde die Werte erniedrigen. Da über die Absorption von PbO nichts bekannt ist, kann man also der Bestimmung von X durch *Bradt* kein hohes Gewicht beilegen.

Schließlich haben *Zinn* und *Szilard* noch eine Bestimmung von X unternommen, die jedoch von ihnen selbst als vorläufig und ungenau bezeichnet wird. Sie finden

$$X \sim 1,4 .$$

Faßt man alle bisherigen Versuchsergebnisse zusammen, so wird man etwa

$$X = 1,9 \pm 0,2$$

ansetzen. Der wahrscheinliche Fehler $\pm 0,2$ dieses Ergebnisses ist leider noch so groß, daß er für die Möglichkeit der Uranmaschine entscheidende Bedeutung hat.

25

II.4 Verbesserung früherer Ergebnisse auf Grund der neuen experimentellen Daten

Unter der Voraussetzung

$$X = 1,9 \quad \text{und} \quad \sum_r \Gamma_r \sqrt{\sigma_r \cdot 10^{24}} / E_r = 2,7 \text{ cm} \quad (1)$$

sollen die wichtigsten Daten der Uranmaschine neu berechnet werden. Zunächst soll eine Lösung von Uran, in dem das Isotop 235 um den Faktor f angereichert ist, in Wasser untersucht werden. Wenn die Wirkungsquerschnitte für Einfangung bzw. für Spaltung in gewöhnlichem Uran $1,4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ bzw. $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ sind, so sind sie im angereicherten Uran $1,4 \cdot 10^{-24}$ und $2f \cdot 10^{-24}$. Bei jedem Spaltungsprozeß entstehen im Mittel $(1,9 \cdot 3,4)/2 = 3,23$ Neutronen. Bezeichnet

man wieder das Verhältnis der Atomzahlen von U und H mit $\alpha (\alpha = N_U/N_H)$, so wird in Analogie zu [Teil] I, Gl. (22), unter Berücksichtigung von [Teil] II.3, Gl. (2):

$$\begin{aligned} v &= -v N_H \cdot 10^{-24} (0,3 + (1,4 + 2f) \alpha - 2f \cdot 3,23 \alpha (1 - 1,15 \sqrt{\alpha})) \\ &= -v N_H \cdot 10^{-24} (0,3 - (4,46f - 1,4) \alpha + 7,43f \cdot \alpha^{3/2}) . \end{aligned} \quad (2)$$

Der Maximalwert von v liegt bei

$$\alpha_{\max} = \left(\frac{2}{3} \frac{4,46f - 1,4}{7,43f} \right)^2 \quad (3)$$

und beträgt

$$v_{\max} = -v N_H \cdot 10^{-24} (0,3 - 4/27 \cdot (4,46f - 1,4)^3 / (7,43f)^2) . \quad (4)$$

Es ergibt sich also für

f	1	1,5	2	2,5	3
α_{\max}	0,0775	0,100	0,114	0,123	0,129
v_{\max}	-0,223	-0,124	-0,014	+0,098	+0,212

Neutronenvermehrung würde also erst eintreten, wenn das Isotop 235 um den Faktor 2,5 oder mehr angereichert würde. Daß dieses Ergebnis viel ungünstiger ist als in Teil I, liegt seinerseits an dem unerwartet hohen Wert von κ , der aus den *Halbanschen* Rechnungen folgt, andererseits an dem von *Bothe* bemerkten Fehler in den Rechnungen zu Tabelle 1 in Teil I. Setzt man für die Einfangung der Neutronen in Wasserstoff den *Frisch-Halban-Kochschen* Wert $\sigma_r = 0,22 \cdot 10^{-24}$ in (2) ein, so würde schon eine Anreicherung um den Faktor $f = 2$ zur Neutronenvermehrung genügen. Benutzt man statt der Lösung eine Anordnung mit einzelnen Schichten, so genügt wohl ein noch etwas kleinerer Wert von f .

Es soll zweitens eine Lösung von Uran in schwerem Wasser untersucht werden. Die Gl. (27) in [Abschn.] II.2a gibt hier $w = 3,83 \sqrt{\alpha} \cdot (\alpha = N_U/N_D)$. Den Wirkungsquerschnitt σ_r für die Einfangung in schwerem Wasser (pro D-Atom gerechnet) wollen wir zunächst unbestimmt lassen. Dann wird

$$v_{D_2O} = -v \cdot N_D \cdot 10^{-24} (\sigma_r \cdot 10^{24} - 0,0069) .$$

Für reines schweres Wasser ist nach den Annahmen von Teil I $\sigma_r = 0,0045 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$; hierfür würde v_{D_2O} positiv, und es würde Neutronenvermehrung eintreten. Wenn das schwere Wasser jedoch 1% gewöhnliches Wasser enthält, so wäre nach den Annahmen von Teil I v_{D_2O} negativ; die Lösung würde sich dann nicht mehr zur Herstellung der Uranmaschine eignen. Allerdings werden die Verhältnisse sicher erheblich günstiger, wenn statt der Lösung einzelne Uranplatten in D_2O verwendet werden. Schweres Wasser wird sich also, wenn die hier angenommenen experimentellen Werte richtig sind, jedenfalls zur Herstellung der Uranmaschine eignen.

Bei einem Gemisch von Uran mit Helium unter hohem Druck wird nach (27) in [Abschn.] II.2a: $w = 5,76$, wenn der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung der Neutronen von 25 eV an Heliumkernen mit $3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ angesetzt wird. Da Neutronen im Helium nicht eingefangen werden können, so wird

$$v_{\text{He}} = -v \cdot N_{\text{He}} \cdot 10^{-24} (-3,06 \alpha + 37,2 \alpha^{3/2}) .$$

Der Maximalwert ist

$$v_{\text{He}} = +v \cdot N_{\text{He}} \cdot 0,0031 \cdot 10^{-24} .$$

Es tritt also Neutronenvermehrung ein. Die dazu gehörige Diffusionslänge ist

$$l_{\text{He}} = 31,6/d_{\text{He}} (\text{cm}) ,$$

wobei d_{He} die Dichte des Heliums unter hohem Druck darstellt. Diese Länge ist bei den technisch darstellbaren Dichten noch recht groß, so daß selbst bei einem Druck von 1000 atm Gefäße von mehreren Metern Durchmesser zur Herstellung der Uranmaschine nötig wären.

Schließlich betrachten wir ein Gemisch von U und reiner Kohle. Hier wird $w = 16,1 \sqrt{\alpha}$, also

$$v_{\text{C}} = -v \cdot N_{\text{C}} \cdot 10^{-24} (\sigma_r \cdot 10^{24} - 3,06 \alpha + 104 \alpha^{3/2}) ,$$

und der Maximalwert

$$v_{\text{C}}^{\max} = -v \cdot N_{\text{C}} \cdot 10^{-24} (\sigma_r \cdot 10^{24} - 0,00034) .$$

Wenn σ_r , wie in Teil I angenommen wurde, etwa $0,003 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ist, so genügt also reine Kohle nicht zur Herstellung der Uranmaschine. Auch hier können jedoch die Verhältnisse bei der Verwendung von Uranplatten günstiger werden.

Die Anordnungen, bei denen Uranschichten mit Schichten anderer Substanz abwechseln, sollen in diesem Bericht nicht weiter behandelt werden, da v. Weizsäcker ausführliche Berechnungen über diesen Gegenstand durchgeführt hat und wohl demnächst mitteilen wird.

Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen in schwerem Wasser

Von R. u. K. Döpel und W. Heisenberg¹

1. Problemstellung

Für die Frage der Verwendbarkeit von D₂O in der 238-Maschine ist die Absorption von Neutronen in D₂O von entscheidender Bedeutung. Diese Absorption ist wahrscheinlich sehr gering, und es war die Aufgabe der im folgenden beschriebenen Experimente, zum mindesten eine obere Grenze für die Absorption festzulegen, die über die Verwendbarkeit von D₂O entscheidet. Die Absorption wird am einfachsten durch die „Diffusionslänge“ gemessen, die in dem Bericht I des einen von uns zu etwa 34 cm abgeschätzt worden ist. Wenn die Diffusionslänge größer als etwa 30 cm ist, so ist nach der bisherigen Kenntnis der Konstanten von 238 das schwere Wasser für die Maschine verwendbar.

Da für die Experimente in Leipzig nur etwa 91 D₂O zur Verfügung standen, eine Menge, bei der die Neutronenabsorption die Neutronenintensität höchstens in der Größenordnung einiger Prozente beeinflußt, mußte eine Versuchsanordnung gewählt werden, für die der theoretische Intensitätsverlauf völlig genau bekannt ist und bei der die Messungen nur relative Fehler von einigen Tausendstel aufweisen dürfen.

Die Theorie der Meßanordnung beruht auf folgender Überlegung: Wenn in irgendeinem Raumgebiet von der Entstehung thermischer Neutronen abgesehen werden kann, so wird in diesem Gebiet die Verteilung der thermischen Neutronen durch die Diffusionsgleichung (ϱ Dichte, l Diffusionslänge)

$$l^2 \Delta \varrho - \varrho = 0 \quad (1)$$

bestimmt. Wenn ferner die thermischen Neutronen von einer Kugelfläche vom Radius R mit gleichförmiger Intensität emittiert werden, so muß nach (1) im Innern der Kugel die Dichteverteilung durch die Gleichung

$$\varrho = \frac{\sinh r/l}{r/l} , \quad (2)$$

also für $R \ll l$ durch

$$\varrho = \varrho_0 \left(1 + \frac{1}{6} \frac{r^2}{l^2} \right) \quad (3)$$

gegeben sein. Eine Messung von ϱ im Zentrum und am Rande der Kugel führt also sofort zu einer Bestimmung der Diffusionslänge.

¹ Undated, but according to KWI-List dated 7 August 1940. (Editor)

Die Wirkung einer beliebig gestalteten Quelle thermischer Neutronen kann man experimentell stets dadurch untersuchen, daß man sich statt der Quelle eine Senke thermischer Neutronen der gewünschten Form aus Cd herstellt und sie in ein Gefäß bringt, in dem durch irgendeine andere Quelle Neutronen beliebiger Energieverteilung vorhanden sind. Dann vergleicht man jeweils an irgendeinem Punkte die Neutronenintensität mit und ohne Cd. Die Differenz entspricht der Neutronenverteilung, die durch die (negative!) Cd-Neutronen-Quelle erzeugt wird.

Die kugelflächenförmige Quelle thermischer Neutronen, die zur Verteilung (2) führt, wurde also in folgender Weise hergestellt:

2. Versuchsanordnung

a) Neutronenquelle

In einem zylindrischen mit H_2O gefüllten Bottich ($h = 80 \text{ cm}$; $r = 40 \text{ cm}$) hängt eine Al-Kugel ($r = 12 \text{ cm}$; Wandstärke 2 mm), die durch einen 7 cm weiten und 35 cm langen Hals mit D_2O gefüllt werden kann. Der Hals wird durch ein mit Paraffin gefülltes Messingrohr geschlossen, das an seinem unteren Ende mit Al bedeckt ist; die D_2O -Kugel wird also allseitig durch Al begrenzt.

Im Zentrum dieser Kugel hängt nun die Neutronenquelle (ca. 480 mg Ra + Be in einer Nickelkugel von 9 mm Radius und 0.2 mm Wandstärke). Die Neutronen durchlaufen das D_2O vorzugsweise als rasche Neutronen, werden in dem umgebenden H_2O gebremst und teilweise wieder als langsame Neutronen in das D_2O zurückgestreut. Die Abnahme dieser Neutronen von der Peripherie der D_2O Kugel nach der Mitte zu wird gemessen.

- 3 Nun emittiert aber auch schon die (Ra + Be) Neutronenquelle einen kleinen Teil thermischer Neutronen, außerdem wird ein Teil der raschen Neutronen (insbesondere von $\{Ra\gamma \rightarrow D_2\} = \text{Photoneutronen in } D_2O$) bereits auf thermische Energie abgebremst. Diese Neutronen müssen wir von den insgesamt vorhandenen Neutronen abziehen können, um nur die Neutronen zu bekommen, die an der H_2O Begrenzung nach innen laufen. Das wird dadurch erreicht, daß die Neutronenintensität einmal in der genannten Al-Kugel und ein zweites Mal in einer gleichen, aber außen mit 1 mm Cd belegten Kugel gemessen wird. In der Al-Kugel mißt man alle thermischen Neutronen, in der Cd-Kugel nur die, die nicht von außen kommen; außerdem in beiden Fällen (je nach dem Indikator) eine gewisse Menge nichtthermischer Neutronen, die bei der Differenzbildung herausfällt. Die Differenz besteht also aus den thermischen Neutronen, die von außen in die D_2O -Kugel kommen.

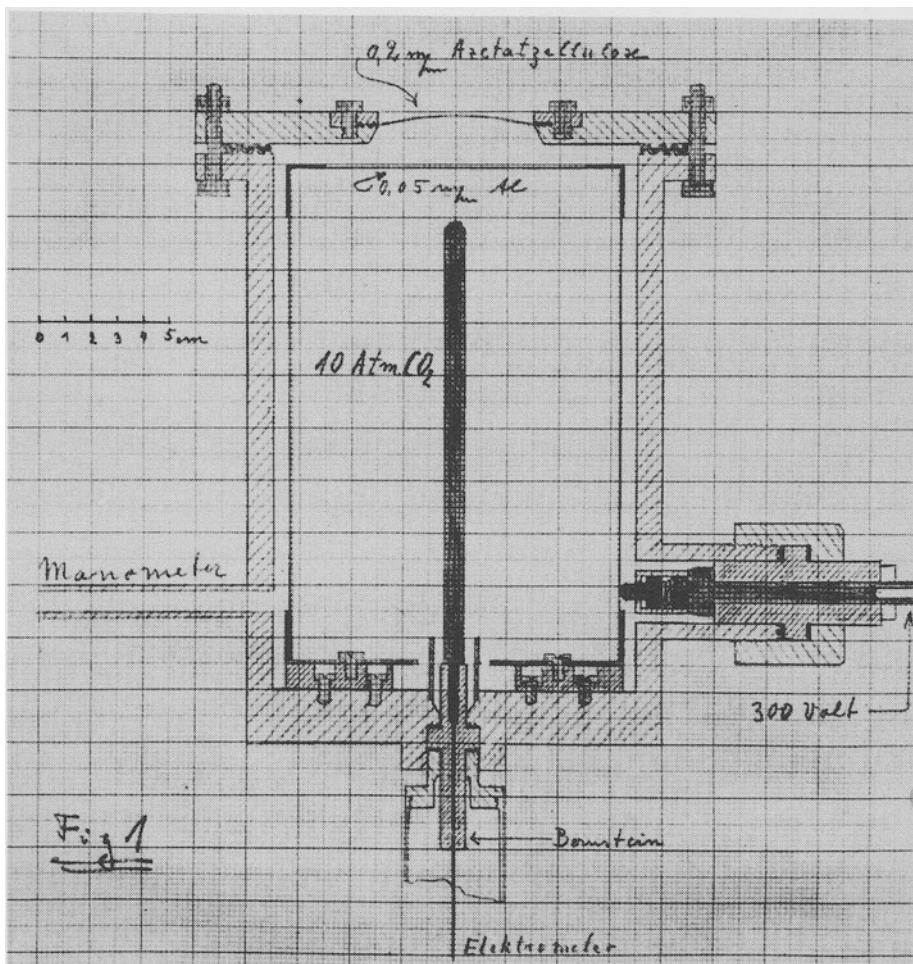
b) Indikator

Als Indikator für thermische Neutronen wurde eine sehr dünne Schicht Dy_2O_3 gewählt; dessen β -Aktivität ist ein Maß für die Neutronendichte an der Expositionsstelle. Es war bekannt, daß Dy fast nur auf thermische Neutronen anspricht.

Seine Aktivierung durch thermische und nichtthermische Neutronen im Paraffin wurde aber nochmals besonders bestimmt (Aktivierung ohne und mit Cd-Bedeckung in Paraffin). Die Aktivierung durch nichtthermische Neutronen beträgt weniger als 1% der Aktivierung durch thermische Neutronen. Das Dy_2O_3 wurde mit wenig Schellack auf einen dünnen Al-Teller aufgetragen ($\varnothing = 5\text{ cm}$) und mit Al-Folie bedeckt. Mittels Al-Draht konnte es am Boden des Kugelabschlußzyinders befestigt und in verschiedener Höhe der D_2O -Kugel exponiert werden.

c) Ionisationskammer

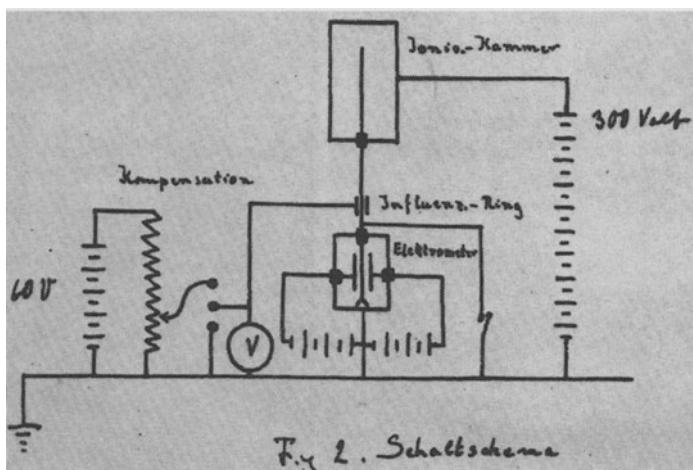
Der zu erwartende kleine Absorptionseffekt erfordert große Genauigkeit, daher wurde für die Hauptmessung kein β -Zählrohr, sondern eine Ionisationskammer benutzt. Bei dieser lassen sich leicht große β -Intensitäten verwenden, so daß eine statistisch bedingte Ungenauigkeit gering wird (Fig. 1).



- 5 Die Ionisationskammer besteht aus einem Druckkessel, gefüllt mit 10 Atü CO₂. Oben ist er durch eine 0,2 mm dicke Azetatzellulose-Folie verschlossen, Durchmesser 6 cm, die durch 6 ca. 1 mm dicke Stahldrähte gestützt wird, die höchstens 8% der Gesamtfläche verdecken. Die Folie lässt 75% der auffallenden Dy- β -Strahlen durch; sie wurde alle 8 Tage erneuert und ist unter diesen Umständen nie² geplatzt. In der Druckkammer befindet sich die eigentliche Ionisationskammer, nach oben abgedeckt durch Al-Folie ($d = 0,05$ mm). Die Kammerspannung betrug 300 Volt (Trockenbatterie).

d) Ladungsmessung

Die Innenladung wurde mit einem Wulfschen Elektromesser (1 Skalenteil $2 \cdot 10^{-2}$ Volt) mittels Kompensation bestimmt (Fig. 2).



- 6 Dabei wurde der Elektrometerfaden bei dauernder Kompensation so lange aufgeladen, bis die anzuwendende Kompensationsspannung stets denselben Wert erreichte. Dadurch wurde die Messung auf eine reine Zeitvergleichsmessung zurückgeführt. Um von etwaigen Änderungen der Empfindlichkeit der Gesamtanordnung unabhängig zu sein, wurde die Dy-Aktivität stets durch die Aktivität eines abgeglichenen Th- β -Eichpräparates dividiert.

² Bei einer anderen Sendung von Azetatzellulose-Folien, die wir bei einer nachträglichen Kontrollmessung verwendeten, traten allerdings Schwierigkeiten auf, sodaß wir bei dieser letzten Messung die Folie doppelt nehmen mußten.

3. Gang einer Messung und Auswertung

Der Dy-Indikator wurde über Nacht 15 h exponiert. Dann wurde zunächst des Reststrom gemessen, den die Ionisationskammer auch ohne zusätzliche Bestrahlung lieferte, anschließend durch die Ionen-Ausbeute des Th-Eichpräparates bestimmt, während dieser Zeit (ca. 45 Min.) konnte die ebenfalls erregte Aktivität des aus Al bestehenden Dy-Trägers vollständig abklingen. Dann erst wurde mit der Dy-Aktivitätsmessung begonnen. Wegen der zeitlichen Abnahme dieser Aktivität mußte der Kompensationsapparat bei dauernder Beobachtung des Elektrometerfadens mit der Hand gesteuert werden, bis eine gewählte Kompensationsspannung von 15, bez. 60 Volt erreicht war. Dies war je nach dem Zeitpunkt der Messung, dem Ort der Exposition usw. in 2 – 12 Minuten der Fall; anschließend daran wurde die Dy-Aktivitätsmessung mehrere Male wiederholt, im ganzen etwa eine Stunde lang beobachtet. Danach wurde die obige Reststrom- und Eichpräparatsmessung wiederholt und zwar so oft, bis ihre Fehler in der Nähe derer der Dy-Messung lagen. Die Auswertung geschah in folgender Weise: Von der für eine bestimmte Kammerbestrahlungszeit erforderlichen Kompensationsspannung war diejenige Spannung abgezogen, die zur Kompensation des Reststromes während jener Zeit notwendig gewesen wäre. Die verbleibende Spannung dividiert durch jene Zeit ist ein Maß für die Dy-Aktivität zur Zeit der Messung; so in aufeinanderfolgenden Zeiten bestimmten Dy-Aktivitäten wurden mittels der sich aus allen Aktivitäten ergebenden Dy-Abklingzeit auf eine bestimmte Zeit nach Schluß der Exposition reduziert und gemittelt. Dieses Mittel wurde durch eine auf gleiche Weise ermittelte Th-Eichaktivität dividiert.

7

4. Ergebnisse

- a) Mit dem Dysprosium-Indikator von 0,08 g Dy_2O_3 wurden für das Verhältnis der Intensität zur Intensität des Eichpräparates folgende Werte gefunden (r Abstand des Indikatormittelpunktes vom Zentrum der Kugel):

Tabelle 1

$r =$	Al ohne Cd		Al mit Cd		Differenz	
	0,9 cm	10,5 cm	0,9 cm	10,5 cm	0,9 cm	10,5 cm
1. Meßreihe	1,357 ± 0,0057	1,221 ± 0,0045	0,2271 ± 0,0027	0,0801 ± 0,0022	1,130 ± 0,0064	1,141 ± 0,0050
2. Meßreihe	1,350 ± 0,0083	1,213 ± 0,0060	0,2241 ± 0,0028	0,0731 ± 0,0024	1,126 ± 0,0088	1,1395 ± 0,0065
3. Meßreihe	0,1355 ± 0,00060	0,1209 ± 0,00045	0,02498 ± 0,00035	0,00905 ± 0,00031	0,11049 ± 0,00069	0,11184 ± 0,00054

Die Einzelwerte der drei Meßreihen können nicht unmittelbar miteinander verglichen werden, da langsame Veränderungen des Indikators beobachtet wur-

den, die vielleicht auf das schwache Anklingen einer Aktivität sehr langer Lebensdauer hindeuten, und da für die dritte Meßreihe ein anderes Eichpräparat verwendet wurde. Die Verhältnisse der Differenzen sind jedoch vergleichbar:

Tabelle 2

	1. Meßreihe	2. Meßreihe	3. Meßreihe	Mittelwert
Diff. ($r = 10,5$)	$1,00975 \pm 0,0072$	$1,0120 \pm 0,0097$	$1,0122 \pm 0,0080$	$1,0111 \pm 0,0048$
Diff. ($r = 0,9$)				

Aus den drei Meßreihen ergibt sich also:

$$\frac{\text{Differenz } (r = 10,5)}{\text{Differenz } (r = 0,9)} = 1,0111 \pm 0,0048 .$$

- b) Dieses Ergebnis kann noch nicht unmittelbar zur Bestimmung der Diffusionslänge benutzt werden, da vorher noch gewisse Korrekturen zu berücksichtigen sind. Die Neutronenverteilung (2) kann nämlich noch gestört werden durch
- 1) Die Absorption thermischer Neutronen in der Ra-Be-Quelle.
 - 2) Die Absorption im Indikator.
 - 3) Durch Abweichungen von der Kugelsymmetrie, die etwa durch den Flaschenhals bedingt sind.

Das Experiment wurde von vornherein so eingerichtet, daß die drei Korrekturen möglichst klein bleiben. Zur Ermittlung der Korrekturen (1) und (2) wurde eine Kontrollmessung ausgeführt, bei der ein etwa 6 mal stärkerer Dysprosium-Indikator benutzt wurde; gleichzeitig wurde die in Nickel gefaßte Ra-Be-Quelle, an der die Hauptabsorption wohl durch die Nickelhülle bedingt war, mit einer stärkeren Nickelhülle umgeben, so daß auch die Gesamtmenge des Nickels etwa auf das sechsfache erhöht wurde. Mit dieser etwa 6-fachen Dy- und Ni-Menge wurden die folgenden Werte gefunden:

Tabelle 3

$r =$	0,9 cm	10,5 cm
Al ohne Cd	$7,6750 \pm 0,0212$	$7,3517 \pm 0,0233$
Al mit Cd	$1,1159 \pm 0,0048$	$0,4298 \pm 0,006$
Differenz	$6,5591 \pm 0,022$	$6,9219 \pm 0,023$

Für das Verhältnis der Differenz ergibt sich jetzt:

$$\frac{\text{Differenz } (r = 10,5)}{\text{Differenz } (r = 0,9)} = 1,055 \pm 0,005 .$$

Theoretische Überlegungen zeigen, daß die Absorption in der Ra-Be-Quelle zu einer Erhöhung, die Absorption im Indikator zu einer Erniedrigung des Verhältnisses der Differenzen führen muß. Das experimentelle Ereignis zeigt, daß der Einfluß der Absorption in der Quelle überwiegt.

Die Abweichungen von der Kugelsymmetrie (3) wurden so klein wie möglich gehalten, außerdem wurden die Intensitätsmessungen stets in der unteren Kugelhälfte ausgeführt. Bei einer Kontrollmessung bei $r = 10.5 \text{ cm}$ wurde in der Kugel aus Al ohne Cd einmal der Flaschenhals ohne Cd, einmal mit Cd benutzt. Selbst eine solche grobe Abweichung von der Kugelsymmetrie ergab nur eine Intensitätsänderung von wenigen Prozent. Auch wenn der Einfluß bei 0,9 cm erheblich größer ist, kann man also wohl die durch die kleinen Abweichungen von der Kugelsymmetrie hervorgerufenen Fehler völlig vernachlässigen. 9

Extrapoliert man von den beiden Messungen Tabelle 2 und Tabelle 3 auf verschwindende Menge Dy_2O_3 und Ni, so erhält man als endgültigen Wert für das Verhältnis der Differenzen:

$$\frac{\text{Differenz } (r = 10,5)}{\text{Differenz } (r = 0,9)} = 1,0023 \pm 0,005 \quad (4)$$

für verschwindende Ni- und Dy_2O_3 -Menge. Es folgt also aus (2):

$$\frac{r^2}{l^2} = 0,0138 \pm 0,030 \quad . \quad (5)$$

Der eingegebene Fehler ist hierbei als mittlerer Fehler aufzufassen. Berechnet man aus (5) die Diffusionslänge l , so kann man also schließen, daß l wahrscheinlich etwa 90 cm ist. Ein Wert von l , der kleiner wäre als 39 cm (was dem doppelten mittleren Fehler entspricht), kann als sehr unwahrscheinlich angesehen werden, auch dieser Wert ist aber noch höher als der früher geschätzte Wert von 34 cm.

Berechnet man aus der Diffusionslänge oder aus (5) die Summe der Einfangwirkungsquerschnitte der absorbierenden Atome (auf ein D-Atom bezogen, d. h. $\sigma = \sigma_D + \frac{1}{2}\sigma_O + \sigma_{\text{Verunreinigung}}$), so erhält man, wenn man die freie Weglänge der thermischen Neutronen für elastische Stöße zu 1,7 cm annimmt (vgl. Bericht I, S. 10, Tabelle 2 u. 3):

$$\sigma = 0,0767(r/l)^2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \text{also}$$

$$\sigma = (0,0011 \pm 0,0023) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad .$$

Im Bericht I war der Wert $\sigma = 0,0075 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ vorausgesetzt worden.

5. Zusammenfassung

10

Durch die beschriebenen Experimente wird festgestellt, daß die Diffusionslänge in D_2O wahrscheinlich erheblich höher, die Absorption also erheblich niedriger ist, als im Bericht I des einen von uns angenommen wurde. Daraus muß ge-

schlossen werden, daß – wenn die bisher angenommenen Daten über das Präparat 238 richtig sind – *aus D₂O und 238 eine Maschine zur Energieerzeugung gebaut werden kann*. Die Ergebnisse von [Abschn.] 4 lassen sogar die Möglichkeit offen, daß D und O praktisch überhaupt nicht absorbiert, daß vielmehr die ganze von uns gemessene Absorption durch die Verunreinigung des D₂O durch gewöhnliches Wasser (ca. 1/2% H₂O) bedingt war. In der Tat gäbe eine Verunreinigung durch 1/2% H₂O und verschwindende Absorption in D₂O für σ den Wert $0,0012 \cdot 10^{-24}$ [cm²].

Bestimmung der Diffusionslänge thermischer Neutronen im Präparat 38

R. u. K. Döpel und W. Heisenberg¹

Für die rechnerische Untersuchung des Durchgangs von thermischen Neutronen durch Präparat 38 ist die Kenntnis der Diffusionslänge solcher Neutronen in diesem Präparat erforderlich. Die im folgenden beschriebenen Messungen enthalten die Bestimmung dieser Länge mit derselben Methode, nach der die Verfasser bereits die Diffusionslänge von thermischen Neutronen in schwerem Wasser bestimmt haben.

Methode und Versuchsanordnung

Um eine möglichst kugelsymmetrische, der Rechnung leicht zugängliche Anordnung zu haben, lässt man langsame Neutronen von außen allseitig in eine 38-Kugel einfallen und bestimmt in dieser den Neutronenabfall längs eines Radius von außen nach innen. Das wird auf folgende Weise realisiert. Im Zentrum dieser in H_2O eingetauchten und mit Präparat 38 gefüllten Al-Kugel ($r = 12$ cm; Wandstärke 2 mm) befindet sich eine Ra-Be-Neutronenquelle (480 mg Ra + Be in Nickelkugel $r = 9$ mm, Wandstärke 0,2 mm). Die Neutronen durchlaufen das 38 zunächst hauptsächlich als rasche Neutronen, sie werden in H_2O außerhalb der Kugel verlangsamt und teilweise in das 38 zurückgestreut. Ihre Intensität innerhalb der 38-Kugel wird durch eine β -Aktivierung eines Dy-Präparates in drei Entfernungen vom Zentrum der Kugel gegeben (1,5 cm, 6,8 cm, 11,7 cm). Um die Einwirkung derjenigen Neutronen auf das Dy-Präparat eliminieren zu können, die nicht als thermische von außen her in die Kugel eindringen, wird die Neutronenintensität in einer mit Cd umgebenen gleichen (Al; 38)-Kugel gemessen und von den Intensitäten in der Al-Kugel in Abzug gebracht. – Exponiert werden immer gleichzeitig 3 Dy-Präparate, deren Aktivierungsverhältnis im Verlauf der Messungen durch Vertauschung der Indikatoren ermittelt wurde, außerdem war dieses Verhältnis vor Beginn der Messungen gesondert festgestellt worden. – Die Aktivität wurde bestimmt entweder mittels Zählrohr oder mit Hilfe einer Druckionisationskammer (10 Atü CO_2 , β -Strahl durchlässiges Fenster von 6 cm Durchmesser, Wulfsches Elektrometer, Kompensationsschaltung). Weitere Einzelheiten in dem eingangs genannten Bericht über die Messung der Diffusionslänge in D_2O .²

An den gemessenen Intensitäten wurde noch eine Korrektur angebracht, um die Absorption der Ni-Hülle der Ra-Be-Quelle auszugleichen. In den früheren Messungen an D_2O war festgestellt worden, daß die Nickelhülle die Intensität im Zentrum etwa um 5% herabgesetzt. Dieser Prozentsatz wurde auf die etwas verän-

¹ Undated, but according to KWI-List dated 5 December 1940. (Editor)

derten geometrischen Bedingungen (kleinerer Indikator) und die andere freie Weglänge in U_3O_8 umgerechnet. Es ergab sich eine Korrektur von etwa 2% (je nach der Dichte der U_3O_8), die damit ungefähr als Größenordnung des mittleren Fehlers erreicht. Korrekturen für die Absorption der Indikatoren wurden nicht angebracht, da sie nach Ausweis der früheren Messungen weniger als 0,5% betragen hätten, und da die Absorption der Indikatoren zum Teil kompensiert, eventuell sogar etwas überkompensiert wird durch die Hohlräume, die den Indikator aufnehmen.

Für die endgültige Bestimmung der Diffusionslänge wurden jeweils nur die Intensitäten bei $r = 1,5$ und $r = 11,7$ cm benutzt, die Intensität bei $r = 6,8$ cm diente lediglich zur Kontrolle. Es stellte sich nämlich heraus, daß – wegen der parabolischen Intensitätsverteilung um $r = 0$ – eine geringe Unsicherheit der Intensität bei $r = 6,8$ cm (im Vergleich zu der bei $r = 1,5$ cm) schon eine sehr große Unsicherheit der hieraus bestimmten Diffusionslänge zur Folge hatte. Die aus der Intensität bei $r = 11,7$ cm bestimmten Werte der Diffusionslänge waren mindestens viermal genauer als die aus den Intensitäten bei $r = 6,8$ cm bestimmten.

Da die Indikatoren in kleinen Hohlräumen liegen, kann man zunächst im Zweifel sein, welcher genaue Wert von r für den betreffenden Indikator eingesetzt werden muß.

- 3 In den Hohlräumen bildet sich eine praktisch konstante Neutronendichte aus. Man kann annehmen – wenn man von der Absorption des Indikators und der fehlenden Absorption des Oxyds absieht –, daß diese konstante Dichte mit dem Mittelwert der ungestörten Dichte über den Rand des Hohlräums gleichgesetzt werden kann. Man kommt dann auf $r = 1,5$ cm für den inneren Indikator, $r = 12,0$ cm für den äußeren.

Ergebnisse. Zunächst wurde das Oxyd belgischer Herkunft untersucht. Eine Füllung der Al-Kugel ergab eine Schüttdichte von $s = 3,64$. Bei den endgültigen Messungen wurden die Intensitäten in der Al-Kugel mit der Ionisationskammer, die in der Cd-Kugel mit Zählrohren bestimmt und nach Eichung dieser beiden Apparaturen auf eine gemeinsame Intensitätseinheit umgerechnet.

Die folgende Tabelle gibt die so definierten Intensitäten:

Tabelle 1

r [cm] =	Al ohne Cd		Al mit Cd		$[Al \text{ ohne Cd}] - [Al \text{ mit Cd}]$		Diff. 12,0
	1,5	12,0	1,5	12,0	1,5	12,0	Diff. 1,5
1. Messung	1,970 ± 0,027	3,337 ± 0,057			1,800 ± 0,029	3,281 ± 0,058	1,823 ± 0,044
2. Messung	2,068 ± 0,029	3,439 ± 0,047	0,170 ± 0,010	0,056 ± 0,009	1,898 ± 0,031	3,383 ± 0,048	1,782 ± 0,038
3. Messung	2,069 ± 0,026	3,429 ± 0,048			1,899 ± 0,028	3,373 ± 0,049	1,775 ± 0,037
4. Messung	2,022 ± 0,029	3,512 ± 0,042			1,852 ± 0,039	3,436 ± 0,043	1,865 ± 0,039
							Mittelwert: 1,811 ± 0,020

Der Mittelwert des Verhältnisses der Intensitätsdifferenzen wird nun auf die Absorption der Ni-Hülle korrigiert – man erhält dann 1,775 – und auf das Kugelzentrum umgerechnet:

$$\left(\frac{\text{Diff. } 12,0}{\text{Diff. } 0} \right)_{\text{korr}} = 1,793 \pm 0,020 .$$

Dieser Wert kann gleich $(\sinh r/l)/(r/l)$ gesetzt werden. Man erhält also:

$$\frac{\sinh r/l}{r/l} = 1,793 \pm 0,020 , \quad r/l = 1,977 \pm 0,020 , \quad 4$$

$$l_{\text{belg.}} = 6,07 \pm 0,06 \text{ cm} \quad \text{für Dichte } s = 3,64 .$$

Bei dem Oxyd der Auergesellschaft ergaben sich bei vorläufigen Messungen zunächst Schwierigkeiten dadurch, daß die anfängliche Schüttichte wesentlich kleiner war als bei dem belgischen Oxyd (etwa 2,85) und im Lauf der Versuche zunahm, d. h. das Oxyd sackte zusammen. Bei den endgültigen Messungen konnte eine Schüttichte von $s = 3,06$ erreicht werden, die auch während der Messungen konstant blieb. Es wurden hier mehr Messungen angestellt als beim belgischen Oxyd, da gleichzeitig mit den Intensitäten durch Vertauschen der Indikatoren die Stärken der Indikatoren bestimmt wurden. Die Werte sind:

Tabelle 2

r [cm] =	Al ohne Cd		Al mit Cd		$[\text{Al ohne Cd}] - [\text{Al mit Cd}]$		$\frac{\text{Diff. } 12,0}{\text{Diff. } 1,5}$
	1,5	12,0	1,5	12,0	1,5	12,0	
1. Messung	2,541 ± 0,025	3,690 ± 0,030			2,371 ± 0,027	3,622 ± 0,031	1,528 ± 0,022
2. Messung	2,553 ± 0,021	3,701 ± 0,032			2,383 ± 0,023	3,643 ± 0,033	1,528 ± 0,020
3. Messung	2,594 ± 0,013	3,730 ± 0,034			2,424 ± 0,16	3,672 ± 0,035	1,513 ± 0,018
4. Messung	2,447 ± 0,025	3,538 ± 0,023			2,277 ± 0,027	3,480 ± 0,023	1,528 ± 0,021
5. Messung	2,467 ± 0,027	3,663 ± 0,040	0,170 ± 0,010	0,058 ± 0,009	2,297 ± 0,029	3,605 ± 0,041	1,569 ± 0,027
6. Messung	2,522 ± 0,026	3,658 ± 0,025			2,352 ± 0,028	3,600 ± 0,027	1,530 ± 0,022
7. Messung	2,508 ± 0,035	3,718 ± 0,031			2,338 ± 0,036	3,660 ± 0,032	1,540 ± 0,027
8. Messung	2,606 ± 0,029	3,746 ± 0,040			2,436 ± 0,031	3,688 ± 0,041	1,513 ± 0,026
9. Messung	2,464 ± 0,050	3,556 ± 0,034			2,294 ± 0,051	3,498 ± 0,035	1,524 ± 0,037
Mittelwert: 1,530 ± 0,009							

Die Korrektur für die Absorption der Ni-Hülle führt auf 1,500, die Umrechnung 5 auf das Kugelzentrum gibt $(\text{Diff. } 12,0 / \text{Diff. } 0)_{\text{korr}} = 1,515 \pm 0,009$. Zur Bestimmung von l erhält man also:

$$\frac{\sinh r/l}{r/l} = 1,515 \pm 0,009 , \quad r/l = 1,640 \pm 0,013 ,$$

$$l_{\text{Au}} = 7,32 + 0,06 \text{ cm} \quad \text{für Dichte } s = 3,06 .$$

Rechnet man diesen Wert der Diffusionslänge auf die Dichte des belg. Oxyds um, so erhält man

$$l_{\text{Au}} = 6,15 + 0,05 \text{ cm} \quad \text{für Dichte } s = 3,64 .$$

Diskussion der Ergebnisse. Aus den gemessenen Werten folgt zunächst, daß kein mit Sicherheit nachweisbarer Unterschied in der Neutronenstreuung und Absorption zwischen den beiden Oxydsorten besteht. Dies war nach der chemischen Analyse zu erwarten. Denn die geringe Verunreinigung des belgischen Oxyds mit Molybdän kann die Neutronenabsorption nur um die Größenordnung eines Prozents ändern, und eine solche Veränderung ist mit der hier erreichten Genauigkeit nicht mehr nachzuweisen. Der kleine Unterschied zwischen 6,15 und 6,07 liegt wohl innerhalb der Fehlergrenzen.

Die absolute Genauigkeit unserer Ergebnisse mag etwas geringer sein als die innere Genauigkeit, da z. B. kleine Abweichungen von der Kugelsymmetrie nicht ganz zu vermeiden sind. Wir glauben aber nicht, daß hierdurch die Bestimmung von l um mehr als etwa 2% ungenau werden kann.

Der gemessene Wert $l = 6,1 \text{ cm}$ für Dichte 3,64 ist wesentlich geringer, als der eine von uns in einem früheren Bericht abgeschätzt hatte. Die damalige Schätzung gab $l = 9,2 \text{ cm}$.

6 Dies muß daran liegen, daß damals jedenfalls der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung, wahrscheinlich auch der für Absorption unterschätzt worden ist. Der Absorptionsquerschnitt (Einfang + Spaltung) dürfte etwa zwischen 3,5 und $4,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ liegen; nach neueren Messungen von *Fischer* in Berlin wahrscheinlich näher am letzteren Wert. Für die mittlere freie Weglänge für Absorption λ_{abs} erhält man bei Dichte 3,64 entsprechend 36,6 cm bzw. 28,5 cm. Also wird die mittlere freie Weglänge für elastische Stöße (λ_s) nach unseren Messungen

$$\lambda_s = \frac{3l^2}{\lambda_{\text{abs}}} = \frac{3 \cdot 6,1^2}{36,6 \text{ bzw. } 28,5} = 3,05 \text{ cm} \quad \text{für } \sigma_{\text{abs}} = 3,5 \cdot 10^{-24} \\ 3,92 \text{ cm} \quad \text{für } \sigma_{\text{abs}} = 4,5 \cdot 10^{-24} .$$

Der entsprechende Wirkungsquerschnitt wird:

$$\sigma_s = 42,0 \cdot 10^{-24} \quad \text{für } \sigma_{\text{abs}} = 3,5 \cdot 10^{-24} \\ \sigma_s = 32,7 \cdot 10^{-24} \quad \text{für } \sigma_{\text{abs}} = 4,5 \cdot 10^{-24} \\ [= 30 \qquad \qquad \qquad 4,9 \qquad \qquad]^2 .$$

² Put in by hand. (Editor)

Zieht man für die Streuung der O-Atome $4 \cdot 10^{-24}$ per Atom ab, so bleibt für die Streuung des U-Atoms:

$$\sigma_s = 31,3 \quad \text{bzw.} \quad 22 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Diese Werte sind sehr hoch, nur der letztere paßt zu den Ergebnissen früherer Arbeiten. Man wird also schließen, daß σ_{abs} kaum kleiner aus $4,5 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ sein kann. Unsere Ergebnisse stehen mit neuen Messungen von *Riezler*, der für den Gesamtwirkungsquerschnitt von U $\sigma = 16,2 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ angibt, in Widerspruch, es sei denn, daß man für σ_{abs} unwahrscheinlich hohe Werte annimmt. Einen Grund für die Diskrepanz können wir nicht angeben.

Der hohe Wert des Streuquerschnitts legt die Vermutung nahe, daß das Präparat 38 noch etwas Feuchtigkeit enthalten könnte. Von Herrn Dr. *Riehl* erhielten wir die Auskunft, daß nach Versuchen, die in der Auergesellschaft freundlicherweise auf unsere Anfrage hin angestellt worden sind, das Präparat 38 etwa 0,5 bis 1 Tausendstel des Gewichtes an Wasser enthält. Für das Präparat 38, mit dem unsere Versuche ange stellt wurden und das in einem ungeheizten Raum lagerte, ist mit einem Feuchtigkeitsgehalt von 1% zu rechnen. Die H-Atome im Wasser tragen dann etwa $1,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ zum scheinbaren Streuquerschnitt der U-Atome bei. Der wahre Streuquerschnitt von U erniedrigt sich daher für $\sigma_{\text{abs}} = 4,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ auf $20,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. 7

Bericht über die Versuche mit Schichtenanordnungen von Präparat 38 und Paraffin am Kaiser Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem

Von W. Heisenberg

Die im folgenden beschriebenen größeren Versuche (mit 6 to Präparat 38) wurden veranlaßt durch theoretische Überlegungen, die v. Weizsäcker und Höcker im Anschluß an frühere Berichte angestellt hatten. Die experimentelle Durchführung des Versuchs lag in den Händen von Wirtz. Die Indikatormessungen wurden von Fischer mit einer von ihm gebauten Zählrohrapparatur vorgenommen. Die Borsonde wurde von Deubner (unter Mitarbeit von Wirtz) fertiggestellt und für die Messungen verwendet. An der numerischen Auswertung der Versuche hat Bopp mitgearbeitet. Der Bericht wurde zum Teil von Wirtz, Fischer und Bopp abgefaßt. An den praktischen Arbeiten waren die Mechaniker Borchartd und Frank beteiligt.

Inhalt

1. Theoretische Vorbemerkungen
2. Experimentelle Anordnung
 - a) Plan des Versuchs
 - b) Das Außenlabor
 - c) Die Aluminiumbehälter für das Präparat 38
 - d) Aufbau der Anordnung
3. Die Bestimmung der Neutronenverteilung
 - a) Die Meßeinrichtungen
 - b) Die Ergebnisse
 - c) Das Volumenintegral der Neutronendichte
4. Diskussion der Ergebnisse
 - a) Der effektive Absorptionskoeffizient und die Anzahl X der Spaltungsneutronen
 - b) Die effektive Diffusionskonstante
5. Nachtrag über die Ergebnisse einer zweiten Schichtenanordnung
6. Zusammenfassung

2

1. Theoretische Vorbemerkungen

Die ersten Berechnungen über die Möglichkeit der Energieerzeugung mit der 38-Maschine hatten etwa zu folgendem Ergebnis geführt: Das Problem der 38-Maschine läßt sich in drei Einzelprobleme zerlegen, die der Reihe nach gelöst werden müssen.

Zuerst muß gezeigt werden, daß überhaupt beim Spaltungsprozeß für jedes eingefangene thermische Neutron im Mittel mehr als ein Spaltungsneutron ent-

steht. Diese Frage schien damals durch die Untersuchungen von *Anderson, Fermi und Szilard*, und *Halban und Joliot* im positiven Sinne entschieden.

Dann muß eine Mischung von Präparat 38 mit einer bremsenden Substanz gefunden werden, die im ganzen einen negativen Absorptionskoeffizienten besitzt; in der also, wenn der ganze Raum von ihr erfüllt wäre, jede Neutronendichte exponentiell anwachsen würde.

Schließlich muß von dieser Mischung eine so große Menge aufgehäuft werden, daß die Neutronenvermehrung im Inneren den Neutronenverlust durch die Absorption der nach außen abwandernden Neutronen ausgleicht.

Für das entscheidende zweite Teilproblem, die Herstellung einer Mischung mit negativem Absorptionskoeffizienten, hatte sich zunächst ergeben: Als bremsende Substanz eignet sich nur schweres Wasser und vielleicht ganz reine Kohle, nicht aber leichtes Wasser. Eine Schichtenanordnung von Präparat 38 und der bremsenden Substanz, wie sie von *Harteck* vorgeschlagen wurde, gibt *eher* Neutronenvermehrung als die homogene Mischung.

Die Neuberechnung der für die Eigenschaften von Präparat 38 charakteristischen Konstanten auf Grund einer Arbeit von *Joliot, Halban, Kowarski und Perrin* gab damals (*Heisenberg, 2. Bericht*) folgende Werte:

Die Anzahl X der Spaltungsneutronen pro eingefangenes thermisches Neutron wird

$$X = 1,9 \pm 0,2 . \quad (1)$$

Bezeichnen E_k , Γ_k , σ_k die Lage, die Breite und den maximalen Wirkungsquerschnitt für die Resonanzniveaus von Präparat 38, so wird

$$\sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}} = 2,7 . \quad (2)$$

Im Anschluß an Berechnungen von *v. Weizsäcker* machte dann *Höcker* darauf aufmerksam, daß nach den neuen Werten (1) und (2) auch eine geeignete Schichtenanordnung von Präparat 38 und *leichtem* Wasser oder Paraffin einen negativen Absorptionskoeffizienten besitzen müßte. Nach der Rechnung wären die günstigsten Schichtdicken etwa $1,9 \text{ g/cm}^2$ Paraffin und $27,3 \text{ g/cm}^2$ Präparat 38. 3

Auf Grund dieses Ergebnisses schien es wichtig, eine solche Schichtenanordnung herzustellen und zu untersuchen. Selbst wenn es sich herausstellen sollte, daß der Absorptionskoeffizient entgegen der Erwartung noch positiv ist, so mußte eine Messung der Eigenschaften der Anordnung eine sehr genaue Bestimmung von X ermöglichen, dessen Wert für das ganze Problem der 38-Maschine von entscheidender Bedeutung ist.

Das Verhalten einer solchen homogenen oder geschichteten Mischung aus Präparat 38 und einer bremsenden Substanz kann im wesentlichen durch zwei Konstanten beschrieben werden: den effektiven mittleren Absorptionskoeffizienten $\bar{\nu}$ und die effektive mittlere Diffusionskonstante \bar{D} (vgl. Bericht von *Bothe*). Zwar bestimmen diese beiden Konstanten nur den raumzeitlichen Verlauf der Neutronendichte im Großen, während im Einzelnen im Inneren einer Schicht die Dichte noch in einer bestimmten theoretisch leicht übersehbaren Weise variiert.

Aber über diese Dichteschwankungen im Kleinen kann gemittelt werden, wenn man die ganze Schichtenanordnung groß gegen den Abstand und die Dicke der Schichten macht.

Es könnte an dieser Stelle vielleicht eingewandt werden, daß eine homogene Mischung, in der solche kleinen Schwankungen gar nicht auftreten, klarere experimentelle Resultate liefern würde und daher für die Bestimmung der Präparat-38-Konstanten vorzuziehen wäre (*Flügge*). Aber eine Schichtenanordnung ist viel leichter herzustellen und zu variieren als eine gleichmäßige Durchmischung, da es sich ja um ganz erhebliche Mengen (6 to) von Präparat 38 handelt. Deshalb wurde an der Schichtenanordnung festgehalten; insbesondere wurde bei dem Berliner Versuch (im Gegensatz zu einem parallel laufenden Versuch in Leipzig) darauf geachtet, die Geometrie der Anordnung so zu halten, daß die Schichtdicken leicht variiert werden können, selbst wenn dadurch die Messungen etwas umständlich werden. Für die Messung wäre natürlich eine kugelsymmetrische Anordnung mit der Neutronenquelle in der Mitte am günstigsten. Hierauf wurde

- 4 aus den genannten Gründen verzichtet und eine zylindersymmetrische Anordnung mit quadratischem Querschnitt gewählt. Die Abmessungen mußten grob gegen die Schichtdicken sein. Eine Überschlagsrechnung ergab, daß bei einem Zylinderdurchmesser von ca. 1,40 m schon eine einigermaßen genaue Bestimmung von \bar{v} und \bar{D} möglich sein müßte. Die Festlegung dieser beiden Konstanten aus den gemessenen Neutronenintensitäten wird in Abschnitt 4 besprochen werden.

2. Experimentelle Anordnung des Präparat-38-Versuchs

a) Plan des Versuchs

Die Überlegungen des vorigen Abschnitts führten zu folgendem Versuchsanplan. Rund 6 to Präparat-38-Oxyd einer Dichte von 3,3 standen zur Verfügung. Sie sollten in Schichten von etwa 8.3 cm Dicke abwechselnd mit Schichten von Paraffin von 2,0 cm Dicke geordnet werden. Die vorhandene Menge Präparat 38 sollte zusammen mit der erforderlichen Paraffinmenge ausreichen, einen Kreiszylinder von 1,40 m Durchmesser und 1,40 m Höhe auszufüllen. Da das Oxyd pulverförmig ist, mußte die Schichtung in einem Behälter ausgeführt werden, der außerdem wasserdicht sein mußte, da die ganze Anordnung zur Bremsung der Neutronen mit Wasser zu umgeben war. Dieser zylindrische Behälter sollte aus Reinaluminium bestehen, das Neutronen fast nicht absorbiert. Der Behälter sollte in einer brunnenartigen Grube aufgestellt werden, die mit Wasser gefüllt werden kann. Die Dimensionen dieser Anordnung gestatteten es nicht, sie in einem der zur Verfügung stehenden Labors aufzubauen. Der ganze Versuch wurde daher in der Nähe des Instituts auf einem von der Generalverwaltung und der Bauverwaltung der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft zur Verfügung gestellten Gelände in einer zu diesem Zweck erbauten Laborbaracke ausgeführt. So wurde zugleich die Gefahr vermieden, daß von den großen Mengen Präparat 38 Verunreinigungen in das Institut gelangten und es verseuchten. Auch künftige Großversuche mit Präparat 38 können in diesem Außenlabor ausgeführt werden.

b) Das Außenlabor

5

Die Errichtung des Außenlabors begann mit dem Ausschachten und Ausmauern der Brunnengrube, die eine Tiefe von 2 m und einen (reichlich bemessenen) Durchmesser von 2,80 m besitzt. Über dieser Grube wurde die Laborbaracke aus Holz errichtet, die eine Grundfläche von 5,5 m × 7 m und eine Höhe von 3,20 m hat. Die Brunnengrube befindet sich im rückwärtigen Teil des Labors, so daß Platz für experimentelle Arbeiten bleibt. Die Holzwände des Außenlabors wurden innen mit einem Wärmeisolierstoff verkleidet, so daß auch im Winter durch Ofenheizung das Labor benutzbar blieb. Das Labor erhielt 220 Volt Drehstrom, Wasser- und Kanalisationsanschluß. Alle Anschlüsse konnten mit Erlaubnis des Kaiser Wilhelm-Instituts für Biologie (Prof. v. Wettstein, Dr. Melchers) an die Installation des Virusgewächshauses dieses Instituts angeschlossen werden, wodurch allein eine kurze Bauzeit ermöglicht wurde. (Planung des Labors: Juli 1940; Fertigstellung: Anfang Oktober 1940). Den Bau unterstützte Herr Schrank, Leiter der Bauverwaltung der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft durch Rat und Hilfe.

Der Wasseranschluß wurde so dimensioniert (2 Zoll-Rohr), daß die etwa 12 cbm fassende Grube in 2 1/2 Stunden gefüllt werden konnte. Entleert wird die Grube durch eine im Labor aufgestellte, drehstrombetriebene Sihikreiselpumpe, die den gesamten Inhalt in etwa 1 Stunde in ein Abflußbecken pumpt, dessen Abflußrohr entsprechend dimensioniert ist. Auf diese schnelle Auspumpmöglichkeit wurde im Hinblick auf die anzustellenden Versuche besonderer Wert gelegt.

Um die schweren Aluminiumbehälter leicht in die Grube bringen zu können, wurde innerhalb des Labors ein Portalkran aufgestellt, der die Grube überspannt.

c) Die Aluminiumbehälter für das Präparat 38

6

Auf Grund verschiedener Überlegungen wurden die Aluminiumbehälter folgendermaßen ausgeführt: Auf eine kreisrunde, 5 mm dicke Aluminiumbodenplatte B von 150 cm Durchmesser wird eine völlig geschweißte Aluminiumglocke G aus 3 mm starkem Blech (Abb. 1a) von einer mittleren Höhe von 145 cm und einem Durchmesser von 140 cm aufgesetzt. Am unteren Rand ist die Wand der Glocke nach außen umgebogen zu einem 5 cm breiten Flansch F, der bis zum Rand des Bodens reicht. Flansch und Boden werden durch je einen Eisenring von 150 cm äußerem Durchmesser und 1,3 cm × 5,0 cm Querschnitt verstärkt. Zwischen Glockenflansch und Boden befindet sich ein Dichtungsring aus Gummi. Durch 90 Schrauben aus Duraluminium werden die beiden Eisenringe zusammengepreßt, d.h. die Al-Glocke auf den Boden festgeschraubt. Diese Anordnung erwies sich als völlig wasserdicht, selbst bei wochenlangem Stehen unter Wasser. In der Mitte der Bodenplatte befindet sich ein kleiner Sammelbehälter S, in dem etwa eindringendes Wasser sich sammeln sollte, um von da von oben abgepumpt zu werden. In der Mitte des Deckels der Glocke befindet sich ein 6 cm weiter Aluminium-Schornstein R, der oben offen ist und der stets aus dem die Glocke umgebenden Wasser herausragt. Durch ihn kann sowohl die Glocke auf

Dichtigkeit geprüft werden, als auch Präparate, Meßsonden etc. in die Glocke eingeführt werden. Das Gesamtgewicht der Al-Glocke beträgt 100 kg.

Der Al-Boden wurde zunächst in der Mitte der Grube auf einen 25 cm hohen Holzrost montiert, so daß auch Wasser *unter* die Anordnung gelangen konnte. Die Präparat-38-Schichtung konnte nun nicht direkt auf dem Boden vorgenommen werden. Vielmehr wurden auf den Al-Boden 4 kreisrunde je 35 cm hohe „Wannen“ aus 1,5 cm starkem Al-Blech übereinandergesetzt, deren Form und Dimensionen man in Abb. 1b findet. In diese vier Wannen sollte die Schichtung gepackt werden (vgl. auch Abb. 2). Die Wannen ließen nach unten konisch zu, so daß die obere jeweils in die darunterliegende hineinragen konnte, wenn die Schichtung es erfordern sollte. Mitten in jeder Wanne befindet sich ein 4 cm weites Rohr, das über den oberen Rand der Wanne hinaus- und in das Rohr der nächsten Wanne hineinragt. Zwischen dem oberen Rand einer Wanne und der Glockenwand bleiben nur etwa 1 cm Abstand. Trotz der großen Dimensionen der Teile und den sehr knapp bemessenen Abständen paßte die Al-Glocke stets genau über die Wannen. In den oberen Teil jeder Wanne war ein Kreuz aus Al-Profilen eingepaßt, das im leeren Zustand die Form der Wanne hielt, und auf dem während der Leermessungen die nächste Wanne stand. Bei der Schichtung erwies sich

- 7 dieses Kreuz | als nicht notwendig zur Stabilisierung der Form einer Wanne. Das Gewicht jeder Wanne betrug nur etwa 15 kg.

Auf dem Boden der dritten Wanne (d. h. in der Mitte der ganzen Anordnung) war ein horizontaler flacher Kanal aus Al-Blech eingebaut, der von der Wannenwand zur Mitte führte. Diese „Sonde“ diente zur Einführung von Indikatoren ins Innere der Schichtung.

d) Aufbau der Anordnung

Gießen der Paraffinplatten. Das Gießen der Paraffinkreise, die eine Dicke von 21 mm und einen Durchmesser von etwa 137 cm besitzen sollten, bereitete zunächst gewisse Schwierigkeiten. Der Kreis wurde in 12 Sektoren unterteilt, die einzeln gegossen wurden. Eine Gießform bestand aus einer Zinkgrundplatte, auf die durch Schraubzwingen ein Holzrahmen von 21 mm Höhe und ein darauf liegender Rahmen von 5 mm Höhe gepreßt wurde. Dann wurde das flüssige Paraffin (Schmelzpunkt 50 – 52° C, Dichte ~ 0.87) mäßig heiß eingegossen. Beim Erstarren bildeten sich Lunker und außerdem „schwand“ die Platte in der Mitte. Nach dem Erstarren wurde der obere Holzrahmen abgenommen, die Platte genau auf die Dicke des ersten Rahmens (21 mm) abgehobelt und dann von Grundplatte und Rahmen abgelöst. Erst nach langen Gießversuchen wurde gefunden, daß sich die sehr die Homogenität störende Lunkerbildung durch Zusatz von 2% I.G. Wachs Z, einem langkettigen synthetischen Paraffin, völlig beseitigen läßt. Die Dichte unseres Paraffins stieg dann auf 0,9 und die Platten waren sehr stabil und leicht bearbeitbar. Dieser Z-Wachs-Zusatz wird seitdem allem Paraffin zugesetzt, das im Institut für kernphysikalische Zwecke gegossen wird.

Ausführung der Schichten. Je Quadratzentimeter jeder Schicht wurden 27,3 g Präparat-38-Oxyds beigewogen. Für jede Schicht wurde ein mittlerer Radius ausgemessen (Tabelle 1). Die für jede Schicht abgewogene Oxydmenge wurde mittels

besonderer Vorrichtungen glatt gestrichen. Auf die fertige Präp. 38-Oxydschicht, deren Dicke um höchstens 2 – 3 mm an verschiedenen Orten schwankte und eine Dichte von etwa 3,3 besaß, wurde eine 0,37 mm starke, genau zugeschnittene Kartonplatte gelegt, die die Schicht vor mechanischen Einwirkungen schützen und zugleich die darunter liegenden Paraffinplatten vor Verschmutzung durch das Oxyd schützen sollte. Auf diese Kartonlage wurde die genau 2 mm starke Paraffinschicht (Dichte 0,9) gelegt. Etwa verbleibende Fugen wurden vergossen und geglättet. Auf die Paraffinschicht wurde wiederum zum Schutz eine Schicht aus 0,27 mm starkem Zeichenpapier gelegt. Auf die oberste Papierlage wurde das Oxyd der nächsten Schicht geschüttet.

Am oberen Ende einer Wanne, das nicht mit dem Ende einer Schicht zusammenzufallen brauchte, wurde die nächste Wanne auf die Schicht gestellt. Dadurch waren, wenn z. B. der Boden der Wanne mitten in eine Oxydschicht kam, kleinere Unregelmäßigkeiten in der Oxydverteilung bedingt (z. B. bei den Schichten 4, 7, 11; vgl. Tabelle 1 und Abb. 2). Die letzte, 14. Schicht Uranoxyd enthielt nur noch 230 kg Oxyd an Stelle von rund 400 kg bei den übrigen Schichten (Tabelle 1).

Die genauen Daten der Schichten sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Außerdem ist die Lage der einzelnen Schichten in Abb. 3 eingezeichnet.

Schutz des Personals. Für die mit großen Mengen von Präparat-38-Pulver umgehenden Leute wurden nach Rücksprache mit Dr. Riehl und Dr. Zimmer von der Auergesellschaft besondere Schutzmaßnahmen getroffen. Die radioaktive Strahlung des Präparats 38 ist so gering, daß sie auch beim längeren Umgang mit großen Mengen nicht für den Organismus schädlich ist. Dagegen ist Präparat 38 ein starkes chemisches Gift, das den Verdauungs- und Atmungsorganen des Organismus ferngehalten werden muß. Außerdem mußte vermieden werden, daß durch die Leute das Institut radioaktiv verseucht wurde. Beim Arbeiten mit dem Oxyd-Pulver mußte deshalb ein Überanzug, besonderes Schuhwerk, eine Staubmaske und gelegentlich eine Staubbrille getragen werden. Das Umziehen geschah außerhalb des Instituts.

9 **Tabelle 1.** Daten der einzelnen Schichten

Schicht Nr.	Oxyd kg	Mittlerer Durchmesser der Schicht in [cm]	Wanne Nr.	Bemerkungen
1	397,0	136,1	1	—
2	401,0	136,8	1	—
3	403,3	137,6	1	—
4	405,5	137,7	1 + 2	gestört durch Wannenboden
5	400,0	136,7	2	—
6	401,0	136,8	2	—
7	403,0	137,1	2 + 3	gestört durch Wannenboden
8	397,0	136,0	3	—
9	398,0	136,1	3	—
10	404,5	137,3	3	—
11	395,0	135,8	3 + 4	gestört durch Wannenboden
12	397,0	136,1	4	—
13	397,5	136,3	4	—
14	230,1	137,2	4	—

Summe: 5430 kg Oxyd

Gesamtdicke aller Schichten: 139 cm; Dichte des Urans im Mittel: 3,3

10

3. Bestimmung der Neutronenverteilung**a) Die Meßeinrichtungen**

Zur Ausmessung der Verteilung der Dichte thermischer Neutronen im Kessel und im umgebenden Wasser wurden einerseits Dysprosiumindikatoren benutzt, andererseits ein Borzählrohr, das in einfacher Weise als Sonde im Wasser herumgeführt werden konnte. Es war ursprünglich geplant, im Wasser hauptsächlich das letztere Verfahren wegen seiner raschen Durchführbarkeit anzuwenden und die zeitraubenden Indikatormessungen auf das Innere des Kessels zu beschränken, wo das Einführen einer Borsonde nicht oder nur schwer zu bewerkstelligen war. Es ergab sich jedoch im Laufe der Untersuchungen die Notwendigkeit, auch für die Messung im Wasser weitgehend Indikatoren zu gebrauchen und diese Meßergebnisse bevorzugt für die Auswertung heranzuziehen.

Das Präparat, das in der Mitte der Achse des kreiszylindrischen Kessels aufgehängt wurde, hat eine Stärke von ca. 500 mg Ra-Be. Die aktive Substanz ist in einer Nickelkugel von 18 mm Ø und 0,4 mm Wandstärke eingeschlossen, die gewöhnlich ihrerseits in einem kleinen Al-Behälter untergebracht ist.

Indikatormessungen. Für die Herstellung der Indikatoren stand das Dysprosium als gepulvertes Oxyd (Dy_2O_3 mit 2 – 3% Ho) von der Fa. Dr. W. Franke, Frankfurt a. M. zur Verfügung. Auf 0,5 mm dicken Blechstreifen aus Reinaluminium der Abmessung 24 mm × 90 mm wurde in der Mitte eine Fläche von 20 mm ×

40 mm unter Benutzung von Zaponlack als Bindemittel mit einer möglichst gleichmäßigen Oxydschicht belegt. Umwickeln der Mitten dieser Streifen mit Al-Folie und Verkleben und Abdichten mit Bakelitlack ergab einen wasserdichten Abschluß der Schicht nach außen hin. Es wurden 10 Indikatoren dieser Art benutzt mit je etwa 300 mg Oxyd auf der Fläche 20 mm × 40 mm. Für senkrecht hindurchgehende thermische Neutronen absorbieren diese Indikatoren etwa 8,5%. Die Dicke war notwendig, um die schwächsten zu messenden Neutronendichten (im Wasser) auch genügend genau bestimmen zu können. Die Indikatoren wurden relativ zueinander geeicht; die Unterschiede waren kleiner als 10%.

Die β -Aktivität der Dysprosiumindikatoren wurde, nachdem über Nacht an der Stelle bis zur Sättigung exponiert worden war, mit einem Al-Zählrohr von 100 μ Wandstärke (Füllung 6 cm Luft, 1 cm Alkohol) gemessen. Die Impulse gingen in üblicher Weise nach der Verstärkung (3-Röhrengerät mit nicht voll ausgenutzter Verstärkungsmöglichkeit) auf einen Tyratronkreis, der ein mechanisches Zählrohr nach *Flammersfeld*¹ betätigte. Die Korrektur für die begrenzte Auflösung der Zählanordnung wurde experimentell bestimmt, indem unter Benutzung von zwei schwächeren Radiumpräparaten zwei unabhängige Aktivitäten erst einzeln und dann auf dem Zählrohr zusammenwirkend gezählt wurden; und zwar wurde diese Prüfung (durch Variation des Abstandes Präparate-Zählrohr) in verschiedenen Zählfrequenzbereichen ausgeführt. Teilchenzahlen bis zu 2500 Teilchen pro min konnten ohne Schwierigkeiten gemessen werden. Im allgemeinen werden je 5 Indikatoren gleichzeitig aktiviert und dann abwechselnd je zwei bis dreimal ausgezählt (Zähldauer je nach Intensität); zwischendurch mehrmals Kontrolle des Nulleffekts. Die korrigierten Werte werden dann mit der Halbwertszeit von 140 min auf den Zeitpunkt des Endes der Exposition extrapoliert. Die Konstanz der Zählanordnung wurde mit einem Standardpräparat aus Uranoxyd fortlaufend kontrolliert. Die Anfangsaktivität war bei den Messungen in Wasser 20 – 200 Teilchen pro min, im Kessel 200 – 2500 Teilchen. Je nach Teilchenzahl hatten die Resultate eine Genauigkeit von 3 – 8%. Bei außerdem ausgeführten Messungen mit Umkleidung der Indikatoren mit Cd-Blech (0,5 cm) war entsprechend der geringeren Teilchenzahl (2 – 5% der ohne Cd gemessenen) die Genauigkeit geringer.

Für das Einbringen der Indikatoren als Sonde in das Innere des Kessels waren, wie unter 2. beschrieben, zwei Kanäle vorhanden, der eine in der Zylinderachse, der zugleich zur Aufhängung des Präparates diente und in einem Verlängerungsrohr bis über die Wasseroberfläche führte (von oben aus wurde dies Rohr bis zur Höhe der oberen Kesselfläche mit einem Paraffinstopfen gefüllt), der andere führte von der Mitte der Zylinderachse (Präparat) radial nach dem Zylindermantel. In den radialen Kanal wurden nach Fertigstellung der Schichtung und vor dem Aufsetzen der Kesselglocke und |Einfüllen des Wassers 5 Indikatoren in verschiedenen Abständen vom Präparat eingelegt, und die Ausmesung konnte dann erst nach Abschluß aller übrigen Messungen nach schnellem Abpumpen des Wassers und Abheben des Kessels geschehen. In dem axialen Kanal konnten die Messungen jederzeit ausgeführt werden. Zur Ausmessung der Verteilung im

11

12

¹ Für die Herstellung und Überlassung einiger Zählwerke sind wir dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie zu besonderem Dank verpflichtet.

Wasser mußte man die Indikatoren in definierte Abstände von der Kesselwandung bringen. Dazu wurde ihnen an den beiden schmalen Seitenflächen (24 mm) verschiedene Stelzen angesetzt, die senkrecht zur 24 mm × 90 mm Fläche fortführten. (Stelzen aus Reinaluminium, Befestigung des Indikators an ihnen durch Einschieben in passende Rillen, evtl. Verkleben mit Kohesan.)

Die Borsonde². Das benutzte Borzählrohr bestand aus einem 10 cm langen Messingrohr (Dicke 0,5 mm) von 2 cm Durchmesser, auf dessen Innenseite durch Aufschwemmen mit reinem Alkohol eine dünne Schicht von Bor aufgebracht war. (Als Füllung diente 40 cm Argon.) Es befand sich in dem einen Ende eines 65 cm langen Messingrohres von 3 cm Durchmesser, durch welches die Leitungen zu einem am anderen Ende angeschlossenen Kasten (14 cm × 9 cm × 7 cm) führten, der die erste Verstärkerstufe (Röhre AF7) enthielt. Von diesem führte eine 2 m lange hohe Vierkant-Messingstange (senkrecht zu dem 65 cm-Messingrohr) ab, welche die notwendigen Zuleitungen (Heiz-, Anoden- und Zählrohrspannung) enthielt. Außerdem führte in ihr die Verbindung zu der weiteren Verstärkeranordnung (2 Stufen mit AF7 Röhren) zum Laboratoriumstisch, an die sich ein Tyatronkreis mit einem mechanischen Zählwerk nach *Flammersfeld* anschloß. Die ganze Sonde war sorgfältig gegen Eindringen von Wasser abgedichtet. Die Anordnung der ersten Verstärkerstufe in der angegebenen Weise erwies sich aus Intensitätsgründen als zweckmäßig, da das Kabel zum Experimentiertisch eine Länge von 3 – 4 m besaß. Mit der 2 m langen Messingstange konnte der Borzähler in dem 2 m tiefen Wasserbehälter bequem herumgeführt werden; u. a. ließ sich die Borsonde wegen des rechtwinkligen Ansatzes an der Stange auch

- 13 unter den zylindrischen Kessel legen. Zur bequemen | und definierten Festlegung waren in der Wassergrube besondere Rasten angebracht. Zur Kontrolle der Empfindlichkeit der Borsonde wurde ein Eichstand benutzt, bestehend aus Paraffin-klötzen, zwischen die man die Sonde in definierte Lage bringen konnte und vor denen in definierter Entfernung eine Neutronenquelle von 200 mg Ra-Be stand. Die Batterien für die Zählrohrspannung (etwa 900 Volt) wurden zur Erzielung hinreichender Konstanz gegen die ziemlich großen Temperaturschwankungen des Raumes durch Unterbringung in einer mit Isoliermaterial verkleideten Kiste geschützt.

Eine überschlagsmäßige Abschätzung ergibt, daß die Borsonde eine größere Absorption für thermische Neutronen besitzt als die verwendeten Indikatoren (Faktor der Größenordnung 5). Ein noch größerer Nachteil ist ihre große räumliche Ausdehnung, auf Grund derer sie außer durch Absorption noch eine ausgedehnte Störung der Neutronenverteilung durch Verdrängung des stark streuenden Wassers bewirkt. Die Fehler müssen besonders an den Grenzflächen (Wand des gefüllten Kessels) in Erscheinung treten, da sich an diesen die Neutronendichte stark ändert (siehe die Meßergebnisse). Eine Abschätzung der auftretenden Fehler ist kaum möglich; da die Bormessungen an einigen Stellen schwer übersehbare Abweichungen von den Indikatormessungen zeigten, wurden sie schließlich bei der Auswertung der Versuchsergebnisse nur zur Ergänzung herangezogen.

² Für freundliche Unterstützung bei der Herstellung der Borsonde sind wir Herrn von Droste zu Dank verpflichtet.

b) Ergebnisse der Messungen

Indikatormessungen. Die Indikatormessungen im Inneren des Kessels ohne und mit Füllung sind in Tabelle 2 zusammengestellt. (Der Bezugswert 100, der nahezu der Dichte der thermischen Neutronen auf der Wand des un gefüllten Kessels entspricht, war bei den verschiedenen Indikatoren gleich einer Anfangsaktivität von 180 bis 200 Teilchen pro Minute.)

Tabelle 2. Kesselinneres, Präparat im Zentrum

14

a) ohne Füllung								
Abstand vom Präparat	0	10	28	34,5	48,5	50	63 cm	
ohne Cd (radialer Kanal)	135,5	104		113	109			
mit Cd (axialer Kanal)	34,8		5			3		
b) mit Füllung, axialer Kanal, Abstand vom Präparat	0	15	24	29	38	43	52	66 cm
ohne Cd (Mitte nach oben)	1390	775		405		190,8		89,7
ohne Cd (Mitte nach unten)	1390		498,2		266,1		123,5	61,6
mit Cd (Mitte nach oben)	73	23,4		13,9			2,2	
c) mit Füllung, radialer Kanal, Abstand vom Präparat		8,5		19,5		33,5	47,5	62 cm
ohne Cd		1178		510,5		296,5	126,2	90,9

Im Kesselinnern ohne Füllung ergibt sich bei Bildung der Differenz (ohne Cd – mit Cd) innerhalb der Genauigkeit, die bei dieser Messung nicht besonders hoch angestrebt war (etwa 5%), erwartungsgemäß eine konstante Dichte thermischer Neutronen, die mit der auf der Kesseloberfläche gemessenen (s. u.) übereinstimmt. Im gefüllten Kessel steigt, von der Kesselwand aus zunächst langsam beginnend, die Neutronendichte gegen die Mitte (Präparat) steil an. Der mit Cd gemessene Wert beträgt im Mittel etwa 3% des ohne Cd bestimmten außer direkt am Präparat (4,5 bzw. 26%).

Im Wasser wurden Indikatormessungen auf dem Kesseldeckel in der Nähe der Achse, in der Mitte der Kesselwand (Zylindermantel) und vom Kreisrand des Kesseldeckels ausgehend in 45°-Richtung zur Zylinderachse in verschiedenen Abständen ausgeführt. Die Tabellen 3 – 6 enthalten die Meßergebnisse ohne und mit Füllung des Kessels.

Tabelle 3. Kesseldeckelmitte, Präparat im Zentrum

Entf. vom Kesseldeckel	0	1	2	3	4	6	12	18	25 cm
ohne Cd	103,8			90,3		76,6	38,4	20,7	8,8
ohne Füllung									
mit Cd	3,8								
ohne Cd	79,0	99,0	121,2	114,4	103,5		37,6	13,6	
mit Füllung									
mit Cd	1,9	2,5	3,7	2,6	3,3				

15 **Tabelle 4.** Kesselwandmitte, Präparat im Zentrum

Entf. von Kesselwand	0	1	2	3	4	6	12	18	24 cm
ohne Füllung, ohne Cd	108,0	107,5	108,3	113,0		107,9	61,6	28,9	15,7
mit Füllung, ohne Cd	98,5	122,5	119,5	127,1	125,5	103,2	35,0	12,5	

Tabelle 5. Kesseloberkante, 45°-Richtung gegen Zylinderachse, Präparat im Zentrum

Entf. von Kante	0	3	6	12	18 cm
ohne Füllung, ohne Cd	85,7	70,6	61,7	27,4	11,7

Tabelle 6. Kesselwand, 35 cm unterhalb Oberkante

Entf. von Wand	0	6	18 cm
ohne Füllung, ohne Cd	93,5	87,6	20,0

Von der Wand des ungefüllten Kessels fällt die Neutronendichte erst langsam (horizontale Tangente), dann weiter außen rascher ab. Bei gefülltem Kessel findet man auf den ersten 2 cm zunächst einen steilen Anstieg der Neutronendichte, von einem Wert an der Wand ausgehend, der unter dem entsprechenden Wert der Leermessung liegt. Bei etwa 3 cm wird ein Maximum erreicht, das über die bei leerem Kessel im Wasser gemessenen Werte hinausgeht. Dann folgt ein Abfall, der rascher ist als der ohne Füllung gefundene. Der Verlauf in unmittelbarer Nähe der Kesselwand ist bedingt durch ein starkes Abströmen der in Wasser verlangsamen Neutronen in den Kessel hinein.

Die Messungen mit der Borsonde (siehe den folgenden Absatz) geben nur eine Andeutung des mit den Indikatoren gefundenen Maximums. Außer wegen der räumlichen Ausdehnung des Borzählers (Integration über 3 cm) ist wegen der Verdrängung des Wassers eine richtige Anzeige an der Kesselwand nicht zu erwarten; dagegen wird der Abfall nach außen in Übereinstimmung mit den Indikatormessungen richtig wiedergegeben. (Über den Anschluß der Bormessungen an die Indikatormessungen und Darstellung der Ergebnisse in Kurvenform und in einem Schema der Versuchsanordnung siehe den Abschnitt 3c: Volumenintegration, und Abb. 2).

16 Um den Verlauf der Neutronendichte besonders im Innern des gefüllten Kessels noch genauer zu verfolgen, wurde in einem Versuch auch das Präparat nur in 1/4 Höhe des Kessels aufgehängt und der Intensitätsabfall auf der Achse bis ins Wasser hinein gemessen. Tabelle 7 gibt die Ergebnisse wieder.

Tabelle 7

Kesselachse innen, Präparat in 1/4 Kesselhöhe										
Entf. vom Präparat	0	25	48	57	67,5	71	78	88	94	98 cm
Kessel gefüllt, ohne Cd	1286	473	167,2	123,8	70,8	56,3	41,3	24,0	19,5	19,0

Auf Kesseldeckel (105 cm vom Präparat), Messung 15 cm von der Achse

Entf. von Kesseldeckel	0	1	2	3	4 cm
ohne Cd:	18,5	23,9	34,6	30,3	29,4

Ergebnisse der Messungen mit der Borsonde. Die Messungen mit der Borsonde wurden stets auf einen Eichstand (= 100) bezogen, der aus einem Ra-Be-Präparat und einer Paraffinanordnung bestand. Dieser Eichstand hatte etwa denselben Prozentsatz schneller Neutronen (bestimmt durch Messungen, bei denen die Sonde durch Cd abgeschirmt war), wie im Wasser nahe am Kessel gefunden wurden. Deswegen wurde bei den Bormessungen auf eine Korrektur der gefundenen Neutronenzahlen durch Abziehen der schnellen Neutronen verzichtet.

Die absoluten Werte der Bormessungen sind aus experimentellen Gründen verhältnismäßig unsicher. Das Eintauchen der Sonde in das Wasser brachte jedesmal eine Temperaturänderung des Zählrohrs und der ersten Verstärkerstufe mit sich. Auch die Lage der Sonde bei der Messung sowohl auf dem Eichstand als auch im Wasser war trotz verschiedener Maßnahmen nicht mit der wünschenswerten Genauigkeit reproduzierbar. *Innerhalb einer Meßreihe* jedoch sind die Messungen viel zuverlässiger und bildeten deshalb noch eine gute Hilfe für die Bestimmung des Verlaufs der Neutronenverteilung im Wasser. Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen [Tabelle 8] zusammengestellt. Auf die Auswertung der Messungen wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Tabelle 8. Messungen mit der Borsonde, bezogen auf einen Eichstand = 100 (N = Neutronenzahl; Präparat im Zentrum) 17

1) Kesseldeckel-Mitte; dicht am Schornstein Höhe über dem Deckel in cm	2	5	8	11	14	17	20	23
N (ohne Präp. 38)	77	69	53	46	30	18	—	10
N (mit Präp. 38)	75	64	49	—	19	—	5	—
2) Kesseloberkante in Richtung 45° gegen Zylinderachse Abstand von der Kante in cm	2	5	8	11	17	23		
N (ohne Präp. 38)	80	60	45	33	16	8		
N (mit Präp. 3)	16	10	5,8	3,3				
3) Kesselwand-Mitte Abstand v. d. Wand, radial in cm	2	5	8	11	14	20	29	38
N (ohne Präp. 38)	90	82	64	50	35	16	5	2
N (mit Präp. 38)	65	65	38	—	8	—	—	—
4) Kesselwand, 40 cm unter der Oberkante Abstand von der Wand, radial in cm	2	5	8	11	14	20		
N (mit Präp. 38)	38	39	27	16	7	3		
5) Auf dem Kesseldeckel radial nach außen Abstand vom Schornstein in cm	0	25	35	50	Kante			
N (mit Präp. 38)	75	51	47	26	16			
6) Auf der Kesselwand von oben nach unten Ort	Oberkante	3/4 hoch	Kesselwandweite	1/4 hoch	Unterkante			
N (mit Präp. 38)	16	38	65	27	5			

c) Das Volumenintegral der Neutronendichte

In Abb. 2 werden die Ergebnisse der Indikator- und der Borsondenmessungen in einem schematischen Querschnitt durch den Kessel so zusammengestellt, wie sie für die folgenden Rechnungen gebraucht werden. Im Innern des Kessels sind die Schichtungen angedeutet. Die Oxydschichten sind schattiert, die Paraffinschichten schraffiert gezeichnet. Die Zahlen sind der Neutronendichte an den beobachteten Stellen proportional. Die Einheit ist willkürlich so gewählt worden, daß der Wert auf der Kesseldeckelmitte bei Leermessungen gerade 100 beträgt. Die linke Hälfte der Zeichnung bezieht sich auf die Messungen mit Präparat 38, die rechte auf die Leermessungen.

Die Sondenmessungen sollen durch ständige Vergleichsmessungen mit einem Eichstand in sich und bis auf einen für alle Werte konstanten Faktor mit den Indikatormessungen vergleichbar gemacht werden. Infolge der starken Absorption thermischer Neutronen im Bor bewirkt die Sonde jedoch eine starke Störung des Neutronenfeldes und, da eine Absorption eine Senke darstellt, eine beträchtliche Herabsetzung der Dichte. Die Rückwirkung der Sonde auf das Feld wird von ihrer Stellung zum Kessel abhängen. Sie wird in Wandnähe besonders stark sein und wegen der verschiedenenartigen Stellung zu den Schichten über dem Deckel anders als über dem Mantel. Es ist darum nicht zu erwarten, daß der oben erwähnte Umrechnungsfaktor im ganzen Integrationsgebiet konstant ist. Der Vergleich mit den Indikatormessungen zeigt vielmehr, daß die Sondenmessungen nur in einem Abstand von der Kesselwand und auch da nur in ihrem relativen Verlauf brauchbar sind. Darum ist der Umrechnungsfaktor bei der Eintragung der Sondenmessungen für jede Meßreihe längs der Flächennormalen bestimmt worden und zwar möglichst so, daß sie sich im exponentiell abklingenden Gebiet mit den Indikatormessungen deckt.

- In den Abb. 3 und 4 ist die äußere Neutronendichte als Funktion des Abstands x von der Kesselwand längs der in Abb. 2 angegebenen Flächennormalen dargestellt. Abb. 3 bezieht sich auf die Messungen mit Präparat 38, Abb. 4 auf Leermessungen. Am Ende jeder Meßreihe sind die Meßpunkte durch eine exponentiell abklingende Kurve verbunden. Zur deutlichen Hervorhebung der Grenzen des Exponentialgesetzes sind diese über ihren Gültigkeitsbereich hinaus verlängert. Die Abklinglänge stimmt für alle Normalenrichtungen innerhalb der Meßgenauigkeit überein. (Geringe theoretisch zu erwartende Abweichungen, von denen wir weiter unten noch sprechen werden, treten also nicht in Erscheinung.) Sie ist aber für die Messungen mit und ohne Füllung verschieden, und zwar ist der Abfall – entsprechend der höheren Energie der Be-Neutronen gegenüber denen der Spaltung – bei den Leermessungen weniger steil. In Abb. 3 beträgt die Abklinglänge 5,55 cm, in Abb. 4 8,05 cm (H_2O). Bei den Messungen mit Füllung stellt sich etwa im Abstand der Diffusionslänge von der Al-Glocke ein deutliches Maximum der Neutronendichte ein. Von den in geringem Abstand von der Wand erzeugten langsamten Neutronen wird ein Teil durch Rückdiffusion an die Füllung abgegeben und dort absorbiert. Bei der Leermessung werden die zurückdiffundierenden Neutronen auf der andern Seite wieder durch die Kesselwand austreten; der Gesamtstrom und der Dichtegradient der thermischen Neutronen an der Kesselwand muß daher verschwinden. Das in manchen Kurven der Abb. 4

schwach angedeutete Dichtemaximum weist vielleicht auf eine geringe Absorption des Kesselmaterials (Al) hin. Abb[ildung] 5 zeigt die axiale und radiale Variation der Neutronendichte im Innern des gefüllten Kessels vom Zentrum aus nach oben bzw. nach außen. Der Intensitätsunterschied am Anfang röhrt wohl daher, daß die Neutronenquelle nicht genau im Mittelpunkt des Kessels sitzt.

Nach der Theorie muß die Neutronendichte im Innern der Schichten sehr stark schwanken und zwar in dem Sinne, daß die Intensität in der Mitte einer Paraffinschicht etwa 50% höher ist als an der Grenze zwischen Uran und Paraffin, während sie in der Mitte der Uranschicht noch um etwa 15% niedriger ist. Diese Schwankung wird in dem nach oben führenden leeren Kanal weitgehend verwischt. Dabei liegt, wie die Rechnung zeigt, der hier zu erwartende Mittelwert etwa 10% unter dem tatsächlichen Mittelwert im Innern der Schichten. Die gemessenen Werte müßten also etwa um 10% erhöht werden, um die richtigen Mittelwerte anzugeben. Andererseits geben die radialen Messungen ebenfalls nicht den Mittelwert, sondern den Wert der Intensität an der Stelle des seitlichen Kanals; dieser lag zum Teil in einer Paraffin-, zum Teil in einer Uranschicht. Die Werte im Kanal sind nach der Geometrie wohl eher etwas höher als der Mittelwert. Die radialen Werte müßten also für die theoretische Auswertung etwas erniedrigt werden. Für das Integral der Dichte über das Kesselinnere dürften sich beide Korrekturen ungefähr kompensieren, sie wurden also nicht weiter berücksichtigt. Im Innern des leeren Kessels herrscht die konstante Dichte $\varrho = 100$. 20

Zur Veranschaulichung des Dichteverlaufs sind in den Abb. 6 und 7 Linien gleicher Dichte eingetragen. In Abb. 6 wurden die beiden Werte $\varrho = 68$ und $\varrho = 17$ herausgegriffen. Man erkennt: Beim leeren Kessel schmiegen sich die Linien gleicher Dichte der Kesselwand an, beim gefüllten Kessel durchdringen sie die Wand, im Innern werden sie, wenn man von den lokalen Schwankungen in den Schichten absieht, näherungsweise durch Kreise um den Mittelpunkt gegeben sein. Am Rand wird der gleichmäßige Verlauf dieser Linien durch das beschriebene Maximum gestört, die Linien gleicher Dichte müssen die Linien des Maximums senkrecht schneiden, ihr Verlauf an der Kesseloberkante und der Kesselwandmitte ist in Abb. 7 schematisch dargestellt.

Für die Berechnung der gesamten Neutronenmenge wurde der Außenraum in drei Teile zerlegt (Abb. 8), den Raum M über dem Mantel, den Raum D über dem Deckel des Kessels und das Zwischengebiet Z . Benutzt man die in Abb. 8 angegebenen Koordinaten, so erhält man für die betreffenden Integrale:

$$M = M_0 + M_1 = 2\pi R \int_0^H dz \int_0^\infty \varrho dx + 2\pi \int_0^H dz \int_0^\infty \varrho x dx ; \quad [3]$$

$$D = 2\pi \int_0^R r dr \int_0^\infty \varrho dx ; \quad Z = \gamma \pi R \int_0^\infty \varrho x dx . \quad [4]$$

Hierin bedeutet R den Kesselradius, H die halbe Kesselhöhe. Im Zwischengebiet verlaufen die Linien konstanter Dichte zwischen Kreisen um das Kesselzentrum und um die Kesselkante. In den beiden Grenzlagen hatte γ den Wert π bzw. 4. Wir haben als Mittelwert $\gamma = 3,5$ gewählt.

21 Im Innern der Kugel (Abb. 9) wurde von den lokalen Dichteschwankungen abgesehen und eine kugelsymmetrische Verteilung der Dichte angenommen. Für den Raum K wurden die Mittelwerte der radialen und der axialen Messungen benutzt, in den Räumen I und II wurden die Werte von der Kesselwandung zugrunde gelegt.

Die Ergebnisse der Integration über die Teilräume und das Gesamtgebiet sind in folgenden Tabellen zusammengestellt. N_a^o bzw. N_i^o bedeuten die gesamte Neutronenmenge im Außenraum bzw. im Inneren bei leerem Kessel, N_a^m und N_i^m bezeichnen dieselben Größen bei gefülltem Kessel. Zur Kontrolle der bei den notwendigen Interpolationen erreichbaren Genauigkeit sind die Rechnungen von zwei verschiedenen Mitarbeitern unabhängig durchgeführt worden und in den Tabellen unter A und B eingeordnet. Den Ergebnissen unter A liegen die oben angeführten Kurven zugrunde. Die Einheit entspricht unserer obigen Festsetzung.

Tabelle 9. Teilintegrale

10^{-6}	M_0	M_1	D	Z	K	I	II
mit Uran							
A	26,9	2,1	7,4	0,79	204,8	22,0	22,0
B	23,8	2,3	8,6	0,91	229	25,5	25,5
ohne Uran							
A	41,5	5,5	15,4	5,6	—	—	—
B	42,7	5,7	16,1	3,9	—	—	—

Tabelle 10. Gesamtintegrale

10^{-6}	N_a^m	N_a^o	N_i^m	N_i^o
A	74,4	136,0	248,0	—
B	71,2	136,8	280,0	—
Mittel	72,8	136,4	264,4	—

22

4. Diskussion der Ergebnisse

a) Der effektive Absorptionskoeffizient und die Anzahl X der Spaltungsneutronen

Die wichtigste Größe, die über die Eignung der Schichtenanordnung für die 38-Maschine entscheidet, ist der effektive mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\nu}$. Er kann unmittelbar aus der Gesamtmenge der pro sec in der Glocke absorbierten Neutronen bestimmt werden. Diese Gesamtmenge ist gegeben durch die Diffe-

renz der bei leerer und bei voller Glocke *außen im Wasser* absorbierten Neutronen. Sei v_H der Absorptionsquerschnitt von Wasser, so werden also in der Bezeichnung von Tabelle 10 in der gefüllten Glocke

$$(H_a^o - N_a^m) \cdot v_H$$

Neutronen pro sec absorbiert. Dividiert man diese Zahl durch die Gesamtmenge der im Inneren vorhandenen Neutronen, so erhält man:

$$\bar{v} = \frac{N_a^o - N_a^m}{N_i^m} v_H . \quad (5)$$

Setzt man die Zahlen von Tabelle 10 ein und nimmt für v_H den Wert $v_H = 3920 \text{ sec}^{-1}$ an, so wird

$$\bar{v} = \frac{136,4 - 72,8}{264,4} v_H = 0,241 v_H = 943 \text{ sec}^{-1} . \quad (6)$$

Die Genauigkeit dieses Wertes kann man vorsichtig auf etwa +15% schätzen. Dieser Absorptionskoeffizient ist positiv – das folgt ja einfach aus der Tatsache, daß im leeren Zustand mehr Neutronen herauskommen als im vollen – die gewählte Schichtenanordnung eignet sich also *nicht* zur Herstellung einer 38-Maschine; *auch beliebige Vergrößerung der Apparatur würde hieran nichts ändern*. Andererseits ist der gewonnene Absorptionskoeffizient schon recht klein, man ist also sozusagen nicht mehr weit von einem negativen Wert entfernt. Man kann nun weiter die Bilanz der absorbierten Neutronen in zwei Posten zerlegen, die sich auf Präparat 38 und | Paraffin getrennt beziehen:

23

Der Verlauf der Dichte thermischer Neutronen ist in früheren Berichten (*Heisenberg 1, v. Weizsäcker*) berechnet worden. Bezeichnet man mit \bar{l}_U bzw. \bar{l}_s die durch die Gesamtabsorption modifizierte Diffusionslänge in Präparat 38 bzw. Paraffin, definiert durch

$$\bar{l}_U = \sqrt{\frac{D_U}{v_U - \bar{v}}} = l_U \sqrt{\frac{v_U}{v_U - \bar{v}}} ; \quad \bar{l}_s = \sqrt{\frac{D_s}{v_s - \bar{v}}} = l_s \sqrt{\frac{v_s}{v_s - \bar{v}}} ,$$

die Dicke der 38-Schicht mit $2a$, die der Paraffinschicht mit $2b$, und setzt

$$\xi = \frac{a}{\bar{l}_U} ; \quad \eta = \frac{b}{\bar{l}_s} ; \quad C = \frac{\bar{l}_U(v_U - \bar{v})}{\bar{l}_s(v_s - \bar{v})} ,$$

so wird der Dichteverlauf durch die Formeln beschrieben

Präparat 38	Paraffin
$\rho = \rho_0 \cosh x / \bar{l}_U ;$	$\rho = \rho_0 \left[\cosh \xi + C \sinh \xi \left(\coth \eta - \frac{\cosh(x - a - b/\bar{l}_s)}{\sinh \eta} \right) \right] .$

(7)

x ist der Abstand von der Mitte der 38-Schicht. Setzt man die Zahlwerte $v_s = 4580 \text{ sec}^{-1}$, $v_U = 7780 \text{ sec}^{-1}$, $l_s = 2,13 \text{ cm}$, $l_U = 6,73 \text{ cm}$, also $\bar{l}_s = 2,39 \text{ cm}$, $\bar{l}_U = 7,18 \text{ cm}$, $a = 4,14 \text{ cm}$, $b = 1,05 \text{ cm}$ ein (die Werte für Präparat 38 sind auf die Dichte 3,3 bezogen, der Absorptionsquerschnitt ist zu $4,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ angenommen), so erhält man einen Dichteverlauf, wie er in Abb. 10 dargestellt ist. Dieser Dichteverlauf konnte durch die hier ausgeführten Messungen nicht kontrolliert werden, ist aber inzwischen durch Messungen von *Döpel* in Leipzig mit einer ähnlichen Anordnung bestätigt worden.

Für das Verhältnis der Gesamtmengen in Präparat 38 und Paraffin erhält man aus (7)

$$l_U : b(\coth \xi + C \coth \eta) - C \bar{l}_s , \quad \text{also hier } 7,18 : 2,89 . \quad (8)$$

Von der Anzahl N_i^m der Neutronen im Inneren der Glocke ist also der Bruchteil $2,89/(7,18 + 2,89) N_i^m$ im Paraffin enthalten. Im Paraffin ($v_s = 4580 \text{ sec}^{-1}$) werden daher pro sec

$$24 \quad N_i^m \frac{2,89}{10,07} v_s = N_i^m \cdot 1316 \quad (9)$$

Neutronen absorbiert. Da diese Menge höher ist als die im ganzen im Innern absorbierte Menge, muß die Differenz dieser beiden Zahlen die Produktion von Neutronen im Präparat 38 darstellen. In der Gleichung

$$\begin{array}{lll} \text{Gesamtabsorption} & \text{Paraffin} & \text{Präparat 38} \\ 943 N_i^m & = 1316 N_i^m - 373 N_i^m \end{array} \quad (10)$$

bedeutet also der letzte Posten den Überschuß der Neutronenproduktion über die Absorption im Präparat 38. Die Gl. (10) zeigt, daß eine erhebliche Neutronenproduktion durch Präparat 38 vorhanden ist.

Bevor zur Auswertung dieses Ergebnisses für die Größe X geschritten wird, soll kurz besprochen werden, wie sich die Bilanz (10) ändern würde, wenn man Paraffin durch eine entsprechende Menge D_2O ersetze. Eine Abschätzung der Wirkungsquerschnitte und des Bremsvermögens zeigt, daß man leichtes Wasser etwa durch die siebenfache Menge D_2O ersetzen muß, um einen entsprechenden Dichteverlauf und den gleichen Wert für die Wahrscheinlichkeit der Resonanz-einfangung zu bekommen. Diese siebenfache Menge D_2O absorbiert nach den Messungen von *Döpel* und *Heisenberg* etwa zwanzigmal weniger als H_2O ; man erhält also aus (10) die entsprechende Bilanz für D_2O , indem man den ersten Posten auf der rechten Seite durch 20 dividiert. Man erkennt sofort, daß die *Neutronenproduktion dann weit überwiegt*, daß also der Absorptionskoeffizient sicher negativ würde. *Mit schwerem Wasser muß die Energieerzeugung daher sicher möglich sein.*

Im Präparat 38 werden nach (8) pro sec

$$N_i \frac{7,18}{10,06} v_U = N_i \cdot 5560 \quad (10a)$$

Neutronen absorbiert; also liefert das Präparat 38 im Ganzen

$$N_i(5560 + 373) = N_i \cdot 5933 \quad (10b)$$

thermische Neutronen. Daraus folgt für die Größe $X(1 - w)$ | oder, wie man nach 25 Flügge vielleicht richtiger schreibt: $X e^{-w}$ der Wert

$$X e^{-w} = \frac{5933}{5560} = 1,068 . \quad (11)$$

X bedeutet die Anzahl der Spaltungsneutronen pro eingefangenes thermisches Neutron, w die Wahrscheinlichkeit für die Einfangung in den Resonanzstellen von U₂₃₈. Legt man den Wert $\sum_k (\Gamma_{Uk}/E_{Uk}) \sqrt{\sigma_{Uk} \cdot 10^{24}} = 2,7$ nach Gl. (2) zu Grunde, so würde nach einem früheren Bericht (Heisenberg 2) $w = 0,277$ folgen. Die neuen Messungen von Haxel und Volz führen jedoch auf einen Wert für $\sum_k (\Gamma_{Uk}/E_{Uk}) \sqrt{\sigma_{Uk} \cdot 10^{24}}$ von etwa 0,2 bis 0,4. In Abb. 11 ist daher X nach Gl. (11) als Funktion von

$$\sum_k \frac{\Gamma_k}{E_k} \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}}$$

als Kurve B_1 eingetragen. Man erkennt aus der Figur: die Werte von X sind jedenfalls viel kleiner, als in früheren Berichten angenommen wurde. Wenn die Halban-Jolitschen Werte für die Resonanzabsorption vorausgesetzt werden, so folgt

$$X = 1,41 \quad (12)$$

mit einem geschätzten Fehler von etwa $\pm 3\%$. Dieser relativ geringe Fehler beruht auf der Unempfindlichkeit von X gegenüber prozentual viel höheren Änderungen der Konstanten \bar{v} , v usw. Aus den Zahlen von Haxel und Volz würde jedoch $X = 1,10$ folgen. Aus diesem Ergebnis muß geschlossen werden, daß eine 38-Maschine mit Präparat 38 und leichtem Wasser wahrscheinlich nicht möglich ist. Allerdings sind die hier gewählten Schichtdicken keineswegs die günstigsten, wenn die Werte von Haxel und Volz richtig sind; man muß dann durch Wahl anderer Dicken noch zu wesentlich geringeren Werten von \bar{v} kommen können, aber wohl kaum zu negativen Werten.

b) Die effektive Diffusionskonstante

Bothe hat in einem früheren Bericht darauf hingewiesen, daß die Diffusion der Neutronen in einer 38-Maschine zu einem | erheblichen Teil durch die Strecken bestimmt wird, die ein Spaltungsneutron während des Bremsvorgangs zurücklegt. Bothe ist für eine homogene Mischung von Präparat 38 und Bremssubstanz zu der Formel gelangt:

$$D_{\text{eff}} = \bar{D} = D + 1/6 v_U X(1 - w) \cdot \bar{s^2} . \quad (13)$$

Hierin bedeutet v_U den Absorptionskoeffizienten von Präparat 38 in der Mischung, $v_U \cdot X(1 - w)$ also die mittlere Produktion thermischer Neutronen, $\bar{s^2}$ das

mittlere Quadrat des Weges, den ein Spaltungsneutron zurücklegt, bis es thermisch geworden ist, D den gewöhnlichen thermischen Diffusionskoeffizienten.

In einer Schichtenanordnung liegen die Verhältnisse etwas komplizierter; man muß mit einer verschiedenen Diffusion parallel oder senkrecht zu den Schichten rechnen. Die Theorie dieser Unterschiede ist recht verwickelt; man kann aber versuchen, \bar{D}_{\parallel} und \bar{D}_{\perp} aus dem Experiment abzulesen.

Die Messungen zeigen zunächst, daß die Intensitätsunterschiede im Innern der Glocke zwischen den beiden Richtungen (axial und radial) relativ klein sind (Abb. 5 und Tabelle 2). Für eine erste grobe Bestimmung wird es also genügen, $\bar{D}_{\parallel} = \bar{D}_{\perp}$ zu setzen und aus dem Verlauf der Dichte im Innern den Wert von \bar{D} zu ermitteln. In einer unendlich großen Anordnung müßte der Dichteverlauf im Großen durch die Formel

$$\varrho \frac{n}{4 \pi r \bar{D}} e^{-r/\bar{l}} \quad (14)$$

gegeben sein, wenn man eine Punktquelle von Neutronen annehmen dürfte, die pro sec n Neutronen liefert und wenn

$$\bar{l}^2 = \bar{D}/\bar{\nu} \quad (15)$$

gesetzt wird. Diese Form der Dichteverteilung wird zunächst in der Nähe von $r = 0$ dadurch modifiziert, daß es sich hier nicht um eine Punktquelle handelt, sondern daß sich die schnellen Neutronen des Präparats bereits über einen größeren Raum ausbreiten, bevor sie thermisch werden.

In einem Abstand vom Zentrum sollte die Formel (14) jedoch noch richtig sein. Ferner werden in der Glocke an den Rändern | Abweichungen von Gl. (14) zu erwarten sein, die durch die relativ starke Absorption der Neutronen im Wasser bedingt sind. Diese Verhältnisse werden durch die Abb. 12 illustriert, in der $lg(r\varrho)$ als Funktion von r aufgetragen ist. Zur Kontrolle der Randeffekte wurde das Präparat auch bei einer Meßreihe unsymmetrisch in der Glocke aufgehängt; die betreffenden Meßpunkte sind durch Kreuze gekennzeichnet. Die Messungen zeigen, daß z. B. im Abstand 57 cm die Intensität bei der unsymmetrischen Messung (also in weitem Abstand vom Rand) erheblich höher ist als bei der symmetrischen. Am Rand selbst steigt allerdings die Intensität stets wieder an. Nach den Messungen hat man den Eindruck, daß der Rand die Intensität in etwa 10 – 20 cm Abstand vom Rand herabdrückt, daß aber unmittelbar am Rand wieder ein Intensitätsanstieg liegt. Beides ist theoretisch durchaus verständlich. Im Ganzen wirkt der Rand als Neutronensenke, da die Neutronen im Wasser absorbiert werden. Unmittelbar am Rand aber fließen Neutronen aus dem Wasser in das Präparat 38 zurück. Die Messungen lehren auch, daß bei etwa $r = 30$ cm die Randeffekte praktisch keine Rolle spielen, und daß dort auch die durch die endliche Ausbreitung der Neutronenquelle bedingten Abweichungen von (14) zu vernachlässigen sind. Man kann also annehmen, daß die Dichte bei $r = 30$ cm durch die Gl. (14) richtig wiedergegeben wird. Als Mittelwert für ϱ bei $r = 30$ cm aus den axialen und radialen Messungen kann man $\varrho_{30} = 343$ entnehmen. Ferner ist $n = N_a^o v_H = 136,4 \cdot 10^6 v_H$. Man erhält also zur Bestimmung von \bar{D} und \bar{l} die beiden Gleichungen:

$$343 = \frac{136,4 \cdot 10^6 \bar{\nu}_H}{4\pi \bar{D}} e^{-30/\bar{l}} ; \quad \bar{l}^2 = \bar{D}/\bar{\nu} . \quad (16)$$

Die Lösung lautet

$$\bar{l} = 47,5 \text{ cm}; \bar{D} = 550 \cdot \nu_H = 2,15 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec} . \quad (17)$$

Die der Gl. (14) entsprechende DichteVerteilung in der unendlichen Schichtenanordnung ist als Gerade in Abb. 12 eingetragen. Die Werte bei der unsymmetrischen Verteilung liegen für große r unter dieser Geraden; dies wird teils durch die Wirkung des Randes, teils auch durch die wegen der Unsymmetrie mögliche Abwanderung von Neutronen nach der Seite bedingt sein. Die Werte (17) können natürlich keine hohe Genauigkeit beanspruchen.

Vergleicht man den Wert (17) für \bar{D} mit der *Botheschen* Formel (13) und setzt für $\nu_U X(1-w)$ den Wert 5933 sec^{-1} von (10b) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} 1/6 \cdot 5933 \cdot \bar{s}^2 &= \bar{D} - D = 2,15 \cdot 10^6 - 8,37 \cdot 10^4 \\ \bar{s}^2 &= 2105 \text{ cm}^2 , \quad \sqrt{\bar{s}^2} = 46 \text{ cm}. \end{aligned} \quad (18)$$

Die Spaltungsneutronen laufen also im Mittel einen Weg von der Ordnung 46 cm, bis sie thermisch werden. Wäre nur das Paraffin, aber kein Präparat 38 vorhanden, so würde sich (da hier die effektive Paraffindichte etwa 0,184 beträgt) für $\sqrt{\bar{s}^2}$ nach den Rechnungen von *Horvay* (Phys. Rev. **50**, 897, 1936) etwa 65 cm ergeben. Dieser Wert wird offenbar durch unelastische Stöße am Urankern und durch Bremsung am Sauerstoff in U_3O_8 auf 46 cm herabgesetzt.

Schließlich kann noch versucht werden, aus der Unsymmetrie der axial und radial gemessenen Intensität Schlüsse auf den Unterschied von $\bar{D}_{||}$ und \bar{D}_{\perp} zu ziehen. Aus der Form der Diffusionsgleichung

$$\bar{D}_{||} \left(\frac{\partial^2 \varrho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varrho}{\partial y^2} \right) + \bar{D}_{\perp} \frac{\partial^2 \varrho}{\partial z^2} - \bar{\nu} \varrho = 0 \quad (19)$$

erkennt man unmittelbar, daß man die Lösung (14) etwa in der z -Richtung ($||$ zur Achse) im Verhältnis $\sqrt{\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_{||}}$ auseinanderziehen muß, um eine Lösung von (19) zu erhalten. Die Radien, die zu gleichen Intensitäten gehören, verhalten sich nach den Messungen etwa wie $r_{\perp}/r_{||} \approx 1,2$, also wird man

$$\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_{||} \approx 1,5 \quad (20)$$

annehmen müssen. Die Diffusion senkrecht zu den Platten erfolgt schneller als parallel zu ihnen. Die Theorie dieser Erscheinung ist recht verwickelt; eine anschauliche Abschätzung auch nur der Frage, ob $\bar{D}_{||}$ oder \bar{D}_{\perp} größer sein sollte, scheint kaum möglich.

29 5. Nachtrag über die Ergebnisse einer zweiten Schichtenanordnung

Nachdem die beschriebenen Versuche zu Ende geführt worden waren, erschien der Bericht von *Haxel* und *Volz*, demzufolge die für die Resonanzefangung charakteristische Größe $\sum_k (\Gamma_k/E_k) / \sigma_k \cdot 10^{24}$ nur einen Wert von 0,2 bis 0,4 haben sollte, während *Halban* und *Joliot* 2,7 angegeben hatten. Dieses neue Ergebnis würde bedeuten, daß die von uns gewählten Schichtdicken nicht die günstigsten waren, und daß eine Anordnung mit dickeren U₃O₈- und dünneren Paraffinschichten einen kleineren Wert von \bar{v} ergeben müßte. Daraufhin wurde die unter den neuen Bedingungen günstigste Schichtenanordnung mit den Dicken:

$$11,8 \text{ cm} = 39 \text{ g/cm}^2 \text{ U}_3\text{O}_8 \quad \text{und} \quad 1 \text{ cm} = 0,91 \text{ g/cm}^2 \text{ Paraffin}$$

aufgebaut und nach der geschilderten Methode vermessen. Das Ergebnis ist in Tabelle 11 zusammengefaßt (Bezeichnungen wie in Tabelle 10):

Tabelle 11

10^{-6}	N_a^m	N_a^o	N_i^m
81,1	136,4	119,3	

Berechnet man wieder den mittleren Absorptionskoeffizienten, so erhält man:

$$\bar{v} = \frac{136,4 - 81,1}{119,3} \quad v_H = 0,463 \quad v_H \approx 1815 \text{ sec}^{-1}. \quad (21)$$

Der neue Wert von \bar{v} ist also größer als der frühere (Gl. (5)), die neue Schichtenanordnung ist entgegen der Erwartung *ungünstiger*.

Stellt man wieder die Neutronenbilanz nach den Überlegungen von S. 23 [= 448 oben] auf, so ergibt sich für das Verhältnis der Neutronenmengen in Präparat 38 und Paraffin

$$7,68 : 0,958. \quad (22)$$

30 In Paraffin werden also pro sec

$$N_i^m \frac{0,958}{8,64} v_H = 508 N_i^m \quad (23)$$

Neutronen absorbiert. Die Gleichung

$$\begin{aligned} \text{Gesamtabsorption} & \quad \text{Paraffin} \quad \text{Präparat 38} \\ 1815 N_i^m & = 508 N_i^m + 1307 N_i^m \end{aligned} \quad (24)$$

zeigt an, daß in dieser neuen Anordnung vom Präparat 38 mehr Neutronen absorbiert als emittiert werden. Auch die Ersetzung des Paraffins durch schweres

Wasser würde also in *dieser* Schichtenanordnung *nicht* zu einem negativen Absorptionskoeffizienten führen.

Nach den Überlegungen von S. 25 [= 449 oben] schließt man jetzt:

$$X e^{-w} = 0,812 . \quad (25)$$

Für den Wert $\sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k 10^{24}} = 2,7$ würde aus der Theorie (Bericht *Heisenberg* 2) $w = 0,647$ folgen. Die aus (25) gewonnene Beziehung zwischen X und w ist in Abb. 11 als Kurve B_{II} eingetragen. Ferner enthält diese Figur eine dritte gestrichelte Kurve (L), die das Ergebnis der von *Döpel* durchgeführten Leipziger Messung darstellt. Die Kurven B_I und L laufen praktisch parallel und unterscheiden sich nur im Groben von der Ordnung der Meßfehler. Der Schnittpunkt der Kurven B_I und B_{II} gibt eine unabhängige Bestimmung der Größen X und $\sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}}$. Es liegt bei

$$\begin{aligned} X &= 1,30 \\ \sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k 10^{24}} &= 1,96 . \end{aligned} \quad (26)$$

Da die beiden Kurven sich unter einem kleinen Winkel schneiden, wird man die Genauigkeit des Wertes von $\sum_k (\Gamma_{Uk}/E_{Uk}) \sqrt{\sigma_{Uk} \cdot 10^{24}}$ nicht für sehr hoch ansehen dürfen; man kann sie auf etwa 20% schätzen. Dagegen ist bei gegebenem Wert dieser Größe der zugehörige Wert X wohl nur um etwa 3% unsicher.

Die hier durchgeführten Messungen sind daher mit dem *Haxel-Volzschen* Wert für die Resonanzefangung *nicht* vereinbar. Sie sprechen eindeutig für einen Wert, der nur wenig unterhalb des von *Halban-Joliotschen* Wertes liegt. 31

Da andererseits an den Ergebnissen der sehr sorgfältigen Messungen von *Haxel* und *Volz* kaum gezweifelt werden kann, liegt ein schwer verständlicher Widerspruch zwischen zwei experimentellen Resultaten vor, dessen Aufklärung für das Problem der 38-Maschine von größter Wichtigkeit ist.

Jedenfalls wird man schließen müssen, daß es außer der Bildung des 23-Minutenkörpers noch einen zweiten absorbierenden Prozeß in den von uns benutzten Präparat 38 gibt, der *anders* als eine thermische Absorption mit der Dicke der U_3O_8 -Schicht variiert. Hierbei könnte es sich entweder um die Wirkung einer Verunreinigung oder um eine neue Absorption in einem Uranisotop handeln. Vielleicht hat diese zusätzliche Absorption auch mit den merkwürdigen, von *Bothe* gefundenen Unterschieden zwischen den Diffusionslängen von Uranmetall und U_3O_8 zu tun.

Schließlich wurde nach dem Verfahren von [Abschn.] 4b die Diffusionskonstante der neuen Schichtenanordnung bestimmt. Es ergab sich, allerdings mit geringerer Genauigkeit:

$$\bar{D} \approx 1240 \nu_H = 4,86 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec} ; \quad \bar{l} = 51,7 \text{ cm} . \quad (27)$$

Für die mittlere Bremslänge folgt

$$\sqrt{s^2} = 71 \text{ cm} . \quad (28)$$

Dieser Wert ist entsprechend der geringeren Paraffinmenge größer als bei der früheren Anordnung.

Ein erheblicher Unterschied zwischen \bar{D}_\perp und \bar{D}_\parallel war in dieser Anordnung nicht nachzuweisen.

6. Zusammenfassung

Für zwei verschiedene Schichtenanordnungen von Paraffin und Präparat 38 wurde der mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\nu}$, die mittlere Diffusionskonstante \bar{D} und die mittlere Bremslänge $\sqrt{s^2}$ bestimmt. Es ergaben sich die Werte:

Anordnung I

$$\begin{aligned} & 8,3 \text{ cm U}_3\text{O}_8 \\ & 2,1 \text{ cm Paraffin} \\ & \bar{\nu} = 943 \text{ sec}^{-1} \\ & \bar{D} = 2,15 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec} \\ & \sqrt{s^2} = 46 \text{ cm} \end{aligned}$$

Anordnung II

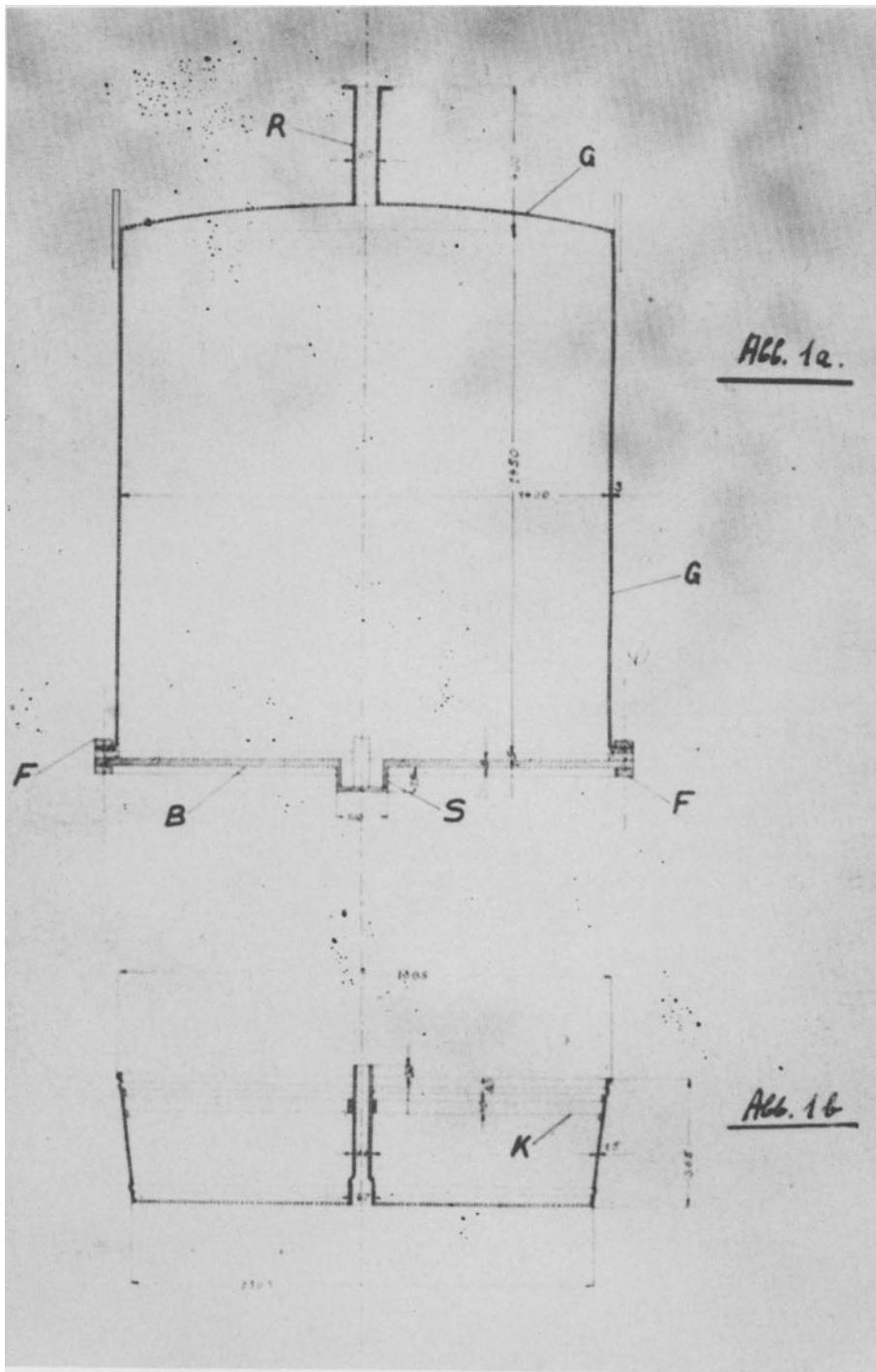
$$\begin{aligned} & 11,8 \text{ cm U}_3\text{O}_8 \\ & 1 \text{ cm Paraffin} \\ & = 1815 \text{ sec}^{-1} \\ & \bar{D} = 4,86 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec} \\ & \sqrt{s^2} = 71 \text{ cm} \end{aligned}$$

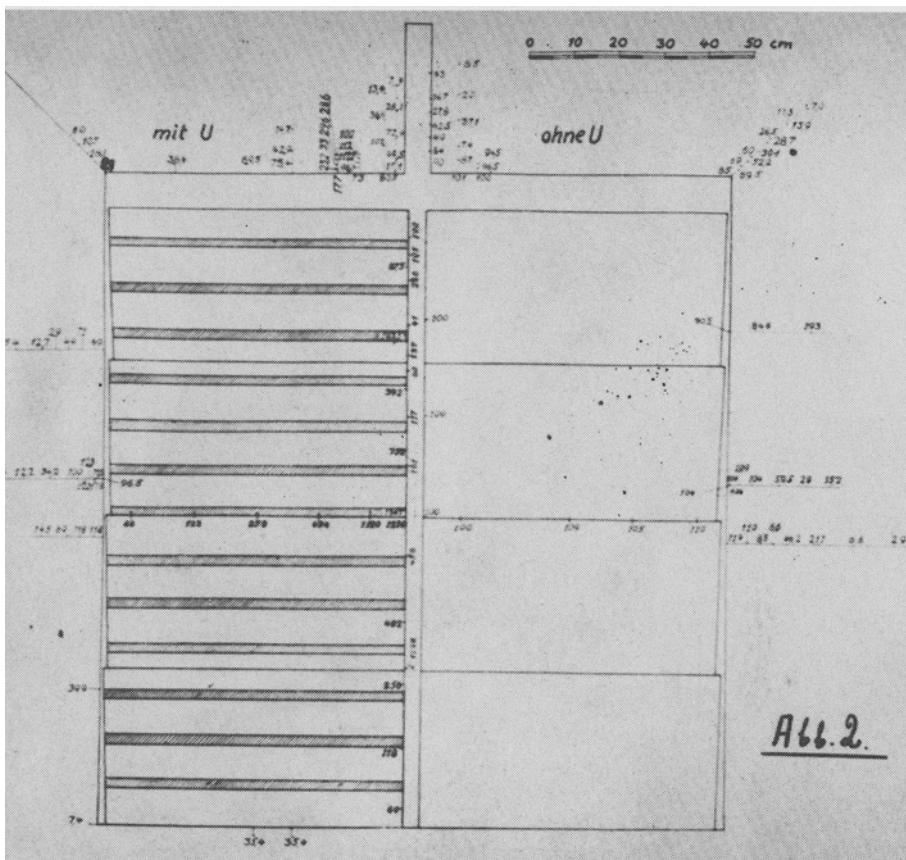
Aus diesen Werten folgt für die Anzahl X der Spaltungsneutronen und für die Wahrscheinlichkeit der Resonanzefangang:

$$\begin{aligned} X &= 1,30 , \\ \sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}} &= 1,96 . \end{aligned}$$

Mit dem von uns benutzten U_3O_8 und *leichtem* Wasser oder Paraffin wird also eine 38-Maschine nicht gebaut werden können. Dagegen muß die Benutzung von schwerem Wasser den Bau der Maschine ermöglichen.

Berlin-Dahlem, im März 1941
Kaiser Wilhelm-Institut für Physik





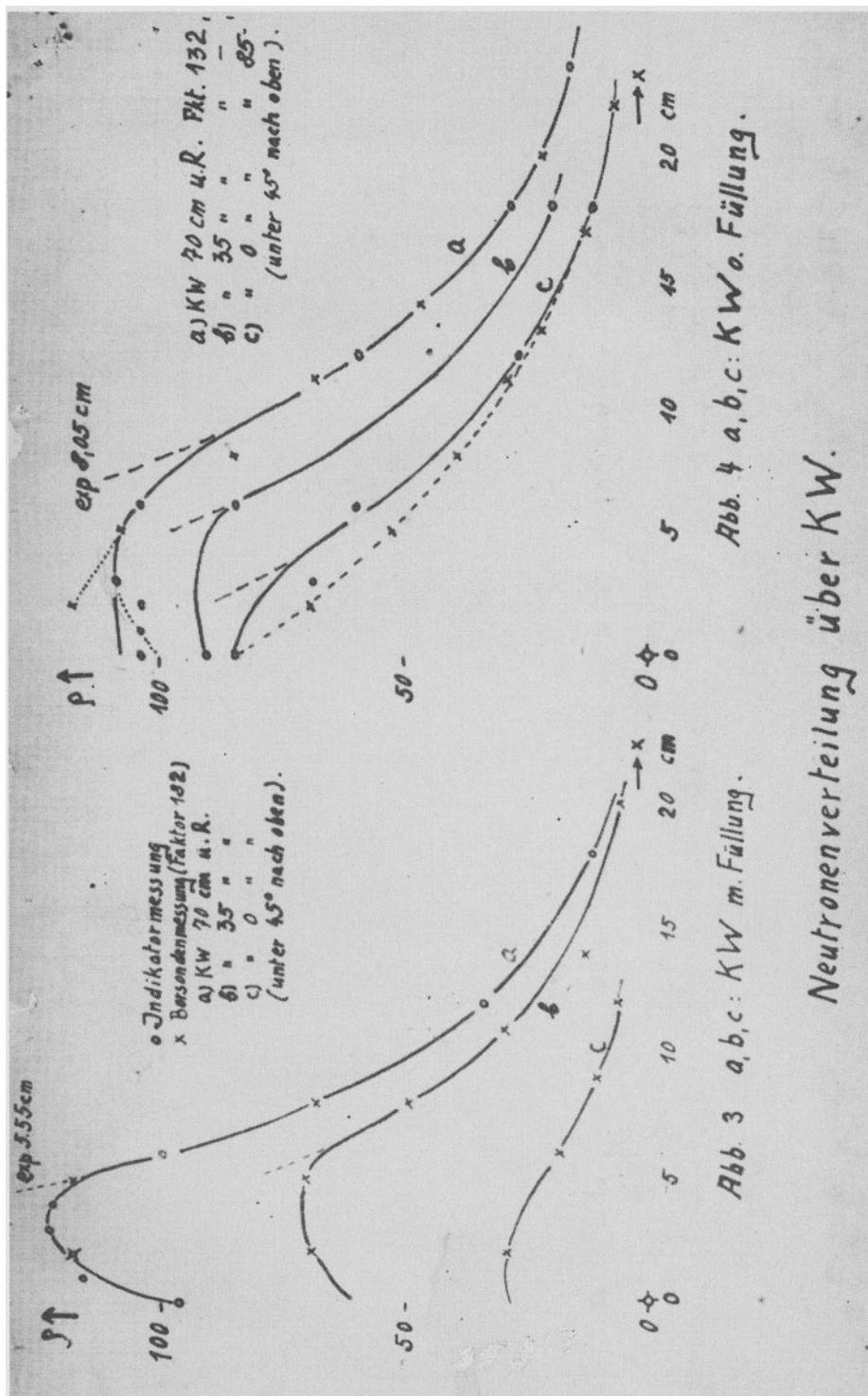


Abb. 3 a,b,c: KW m. Füllung.

Abb. 4 a,b,c: KW o. Füllung.

Neutronenverteilung über KW.

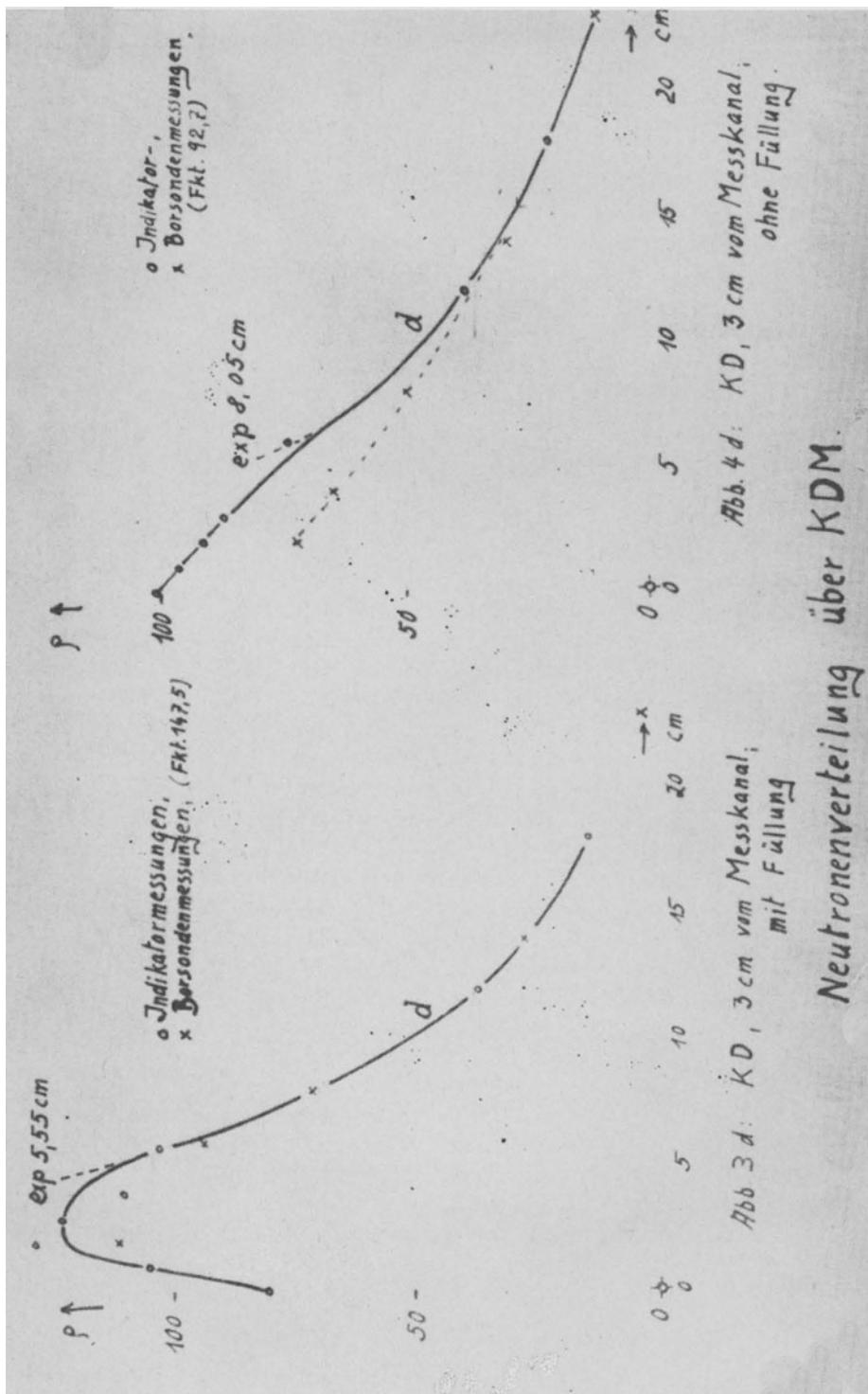
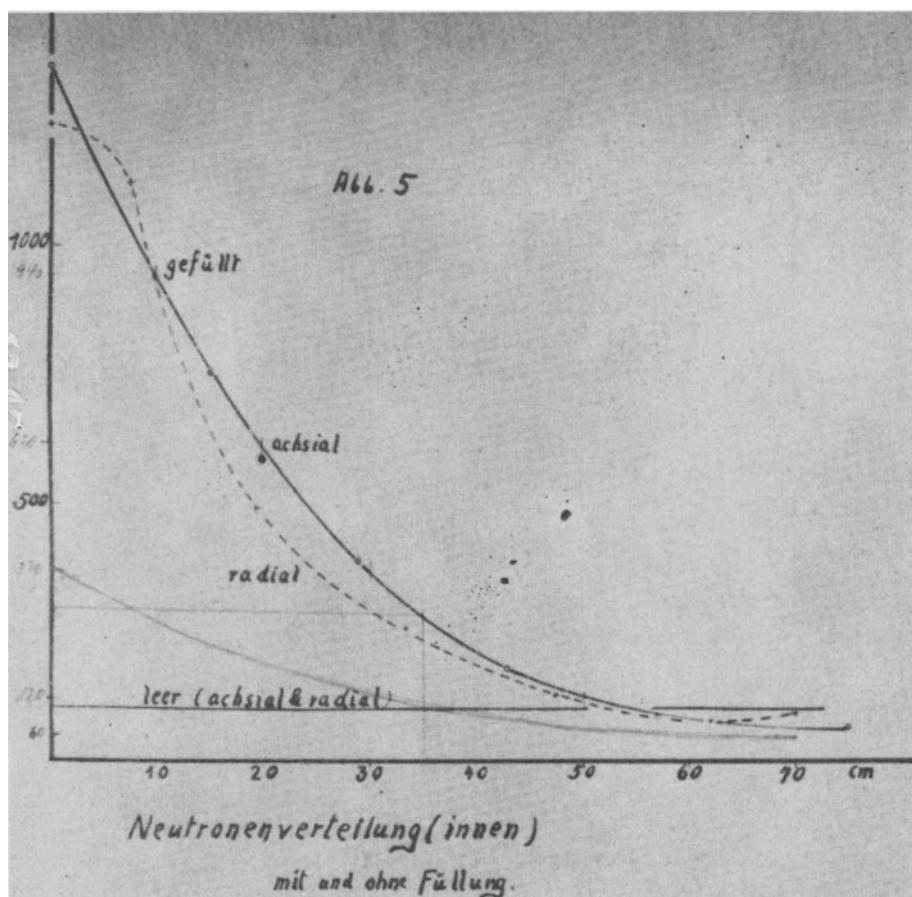


Abb. 4 d: $KD, 3 \text{ cm vom Messkanal},$
ohne Füllung.

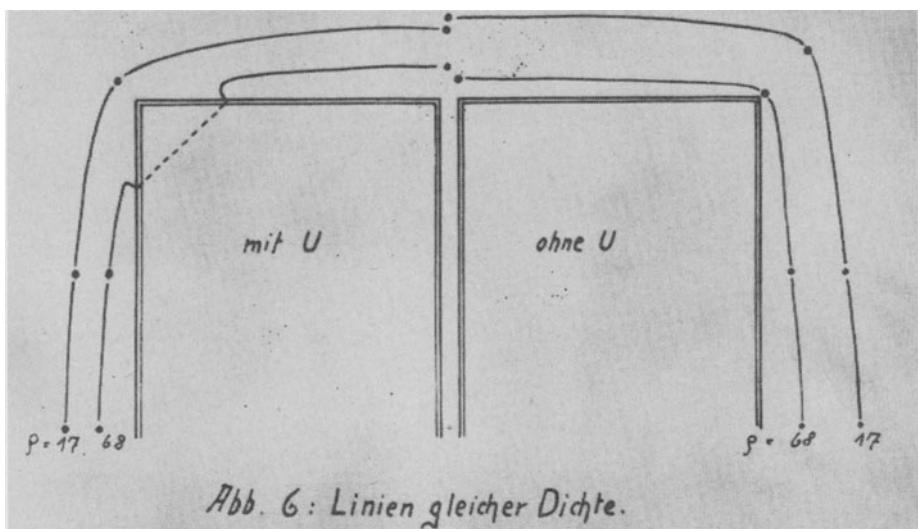
Abb. 3 d: $KD, 3 \text{ cm vom Messkanal},$
mit Füllung

Neutronenverteilung über KDM .

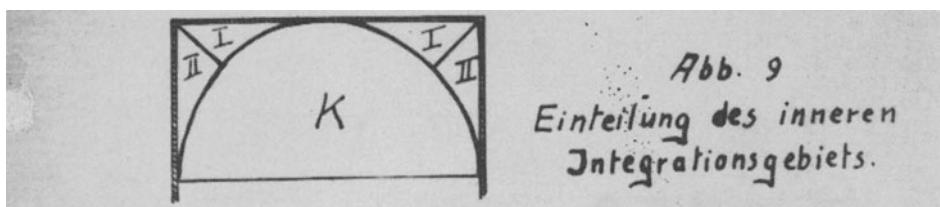
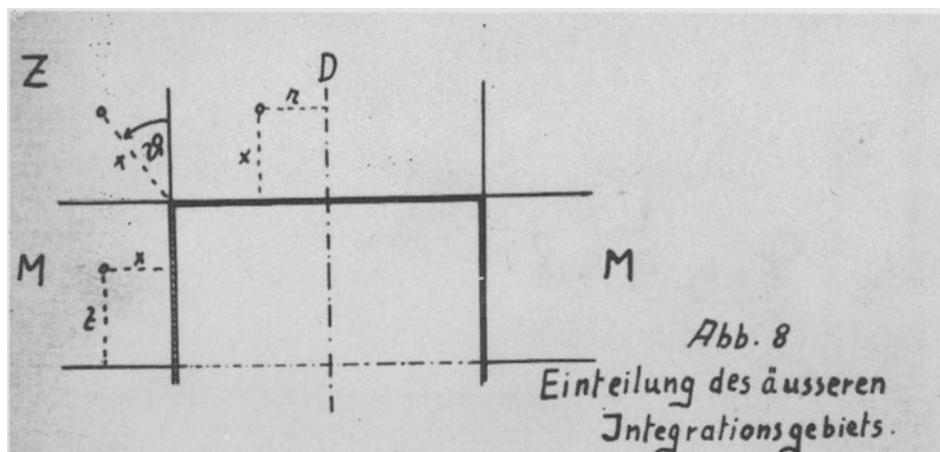
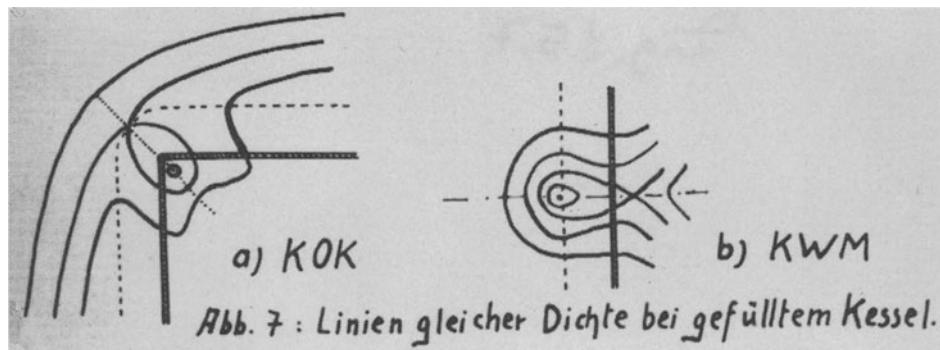
37



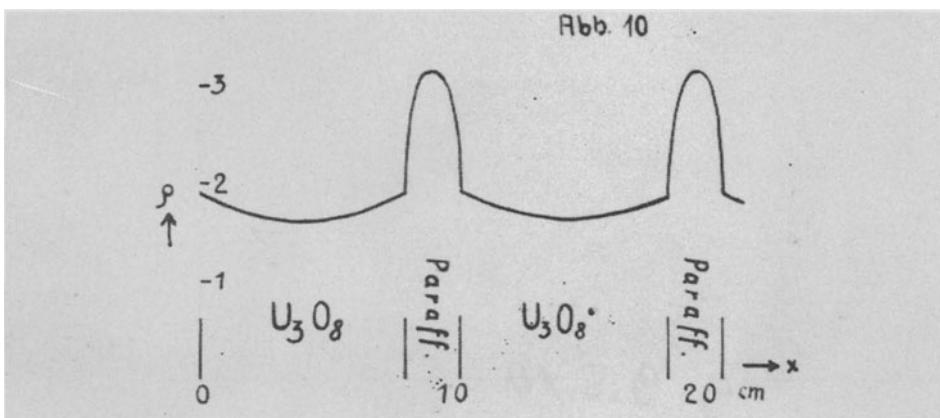
38

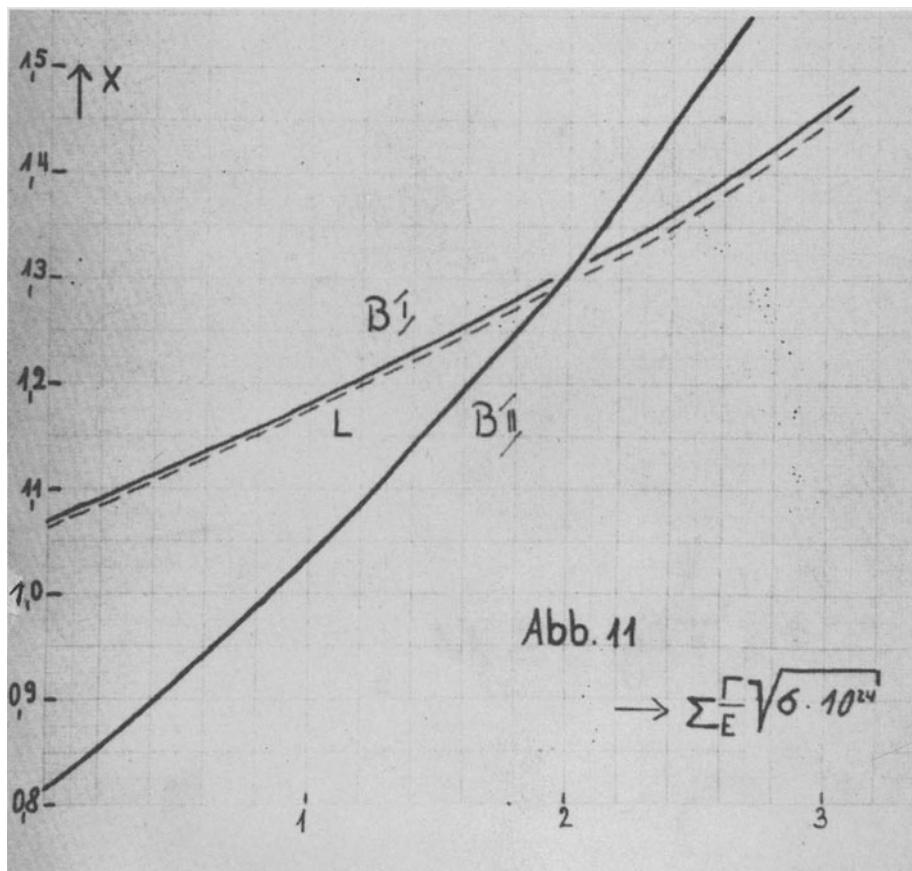


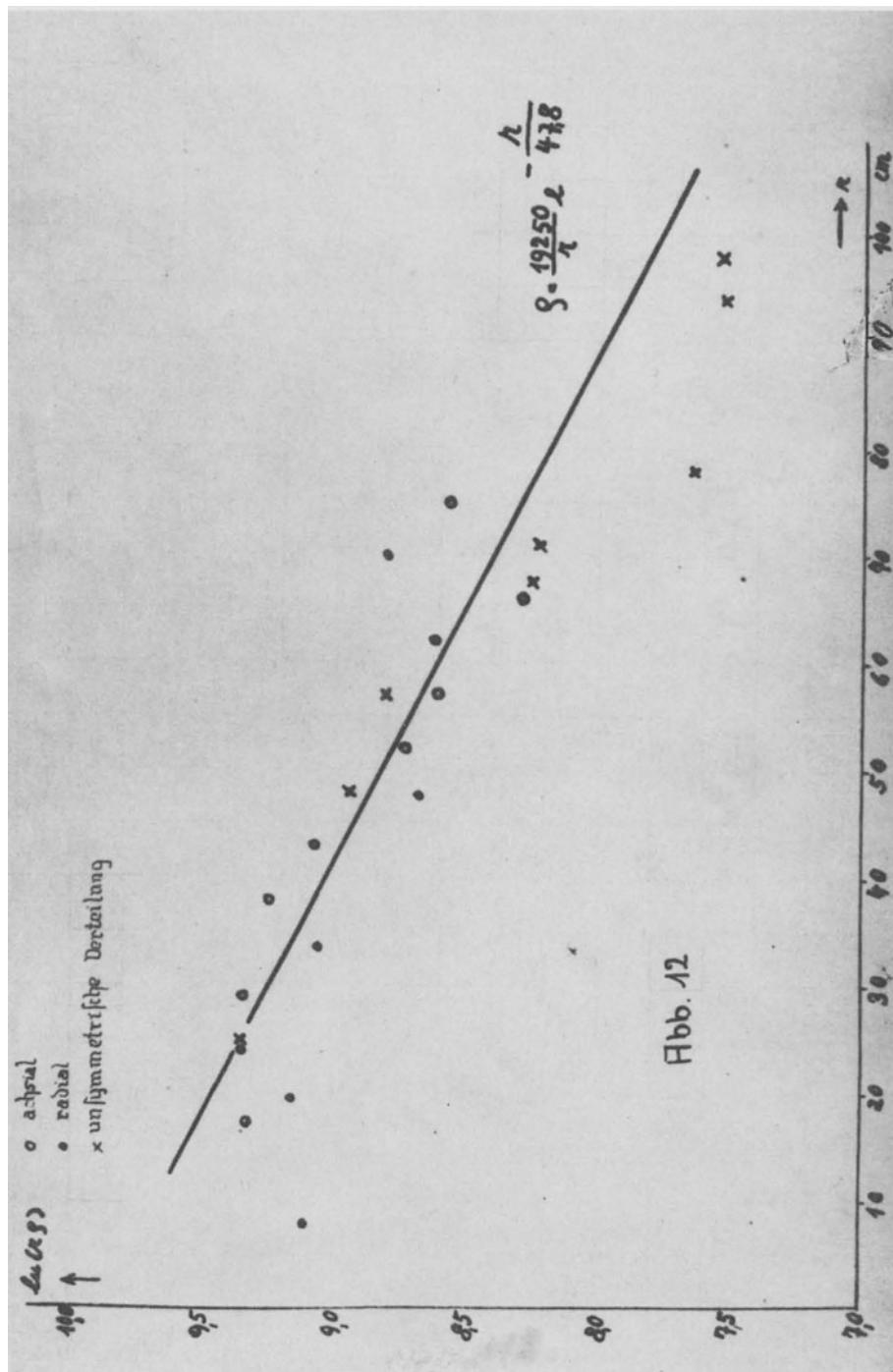
39



40







Versuche mit einer Schichtenanordnung von Wasser und Präp[arat] 38

Von **R.** und **K.** Döpel und **W.** Heisenberg¹

1. Vorbemerkungen

Nach den theoretischen Berechnungen früherer Berichte (Heisenberg, v. Weizsäcker, Höcker) soll bei Anwendung von Wasser als Bremssubstanz eine Schichtenanordnung mit etwa 2 cm dicken H₂O- und 6 – 8 cm dicken Präparat 38-Schichten den geringsten effektiven Absorptionskoeffizienten ergeben. Die Rechnungen von Höcker ließen sogar einen negativen Wert – der ja die notwendige und hinreichende Bedingung für den Bau der 38-Maschine ist – für diesen Koeffizienten erhoffen. Die Messung des Absorptionskoeffizienten einer solchen Anordnung ermöglicht auf jeden Fall, auch wenn sich kein negativer Wert ergibt, eine recht genaue Bestimmung der für alle weiteren Versuche wichtigsten Größe X (Anzahl der Spaltungsneutronen pro eingefangenes thermisches Neutron).

Die Messungen sollten in Berlin und in Leipzig an zwei verschiedenen Anordnungen durchgeführt werden. Bei der Berliner Anordnung wurde in erster Linie darauf Wert gelegt, die Schichtdicken leicht variieren zu können. Deshalb wurde dort eine ebene Schichtung gewählt, für die zur Erzielung einer hohen Genauigkeit wegen der ungünstigen Geometrie eine große Menge Präparat 38 verwendet werden mußte. Die Leipziger Anordnung sollte im Gegenteil mit geringeren Substanzmengen auskommen. Der Versuch war in dieser Weise auch als Vorarbeit für den späteren Versuch mit D₂O gedacht, der ja zunächst jedenfalls mit geringen Substanzmengen durchgeführt werden muß. Aus diesem Grunde wurde für den Leipziger Versuch eine kugelsymmetrische Anordnung gewählt, die am genauesten gemessen und am leichtesten theoretisch diskutiert werden kann. Die Schichtdicken wurden nach dem von uns bei Planung des Versuches (Juni 1940) angenommenen Werten der Konstanten | zu

2

$$2,1 \text{ cm H}_2\text{O} \quad \text{und} \quad 5,7 \text{ cm Präparat 38} \quad (1)$$

festgesetzt.

2. Apparatur

Die technische Durchführung des Kugelschichtensystems ist natürlich etwas schwieriger als die des Planschichtensystems. Es handelte sich darum, die geforderten räumlichen Verhältnisse durch möglichst wenig Neutronen-absorbieren-

¹ Undated, but according to KWI-List dated 28 April 1941. (Editor)

des Halterungsmaterial zu garantieren und das ganze etwa 9 C[en]t[ne]r schwere System doch so stabil zu bauen, daß es über den Rand eines 1,5 m hohen H₂O-Behälters gehoben werden konnte, ohne daß dabei eine Undichte entstand.

a) Halterungsmaterial

Als Material für die Kugelschichten wurde Al gewählt. Sein Absorptionsvermögen gegenüber langsamem Neutronen wurde durch Vergleich der β -Aktivitäten von einer dünnen Al- und einer dünnen Ag-Folie relativ zu dem einigermaßen gut bekannten Einfangsquerschnitt des Ag bestimmt; die Dicken der Folien waren dabei so gering, daß sich ihr beinahe zu vernachlässigender Einfluß auf die verschiedenen Neutronen- und β -Absorptionen von Ag und Al genügend genau abschätzen ließ. Es ergab sich für den Einfangquerschnitt von Al gegenüber langsamem Neutronen²

$$\sigma = (1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 . \quad (2)$$

b) Kugelschichtensystem

- Um trotz des großen Gewichtes zu einer stabilen Anordnung zu kommen, wurde das Kugelschichtensystem aus zwei Halbkugelsystemen aufgebaut, die je auf einer 4 mm dicken Aluminiumplatte montiert waren. Fig[ur] 1 zeigt einen Schnitt durch das ganze System. Eine halbkugelförmige Ausbuchtung in der Mitte der Platten ermöglicht es, das Zentrum der kugelförmigen Neutronenquelle mit dem Zentrum des Kugelschichtensystems zur Deckung zu bringen. Das untere System besteht aus geschlossenen Al-Halbkugelflächen, deren Flanschen mittels Al-Schrauben an die Aluminium-Platte angeschraubt wurden. Die Dichtung erfolgte durch dazwischen liegende Gummiringe. Gefüllt werden die Schalen durch Schraublöcher S in der Al-Platte, die durch Al-Schraubendeckel verschließbar waren. Alle Schraublöcher und der Rand der äußeren Halbkugel wurden mit Hartwachs abgedichtet. Hartwachs sollte ursprünglich auch als wasserstoffhaltige Substanz verwendet werden; da aber seine Rißbildung und Schrumpfung beim Erkalten keine genügende Garantie für homogene Schichten ergab – eine Kontrolle ist ja bei dem Kugelsystem im Gegensatz zum Plattensystem kaum möglich –, so wurde schließlich destilliertes H₂O verwendet. Daraus ergab sich freilich für das obere Kugelsystem die Notwendigkeit, auch die „38“-Schichten gegen die H₂O-Schichten mit Gummi und Hartwachs abzudichten. Die oberen Halbkugeln gehen nach oben in zylindrische Hälse über. Diese dienen sowohl der Füllung der Schichten als auch der Einführung der Meßfolien. Die Füllung einer Kugelschale erfolgt durch eine ringförmige Öffnung zwischen den Aluminium-Hälsen, natürlich bevor die nächste Kugelschale aufgeschraubt wird. Das Rohr A'ABC ist am unteren Ende mit der Grundplatte verschweißt und dient sowohl

² Dieser Wert steht im Widerspruch mit einem von P. Wang aus der Neutronenabsorption bestimmten Einfangsquerschnitt (Z. f. Phys. **110**, 502, 1938). Dagegen stimmt der Wert genügend gut überein mit einem Wert von K. Sinma und F. Yamasaki: Sc. Rep. of Phys. & Ch. Tokio **28**, 1941, 167. Al als Werkstoff für 38-Maschine wird von einem anderen Herrn unseres Instituts genauer untersucht.

zur Justierung der Halbkugeln, als auch zur glatten Einführung des Meßfolieneinsatzes. Es besteht aus einzelnen abschraubbaren Teilen (*AB*, *BC* usw.), um die Füllöffnungen freimachen zu können. Der Meßfolieneinsatz (Fig. 1) trägt an seinem unteren Ende die Neutronenquelle und besteht abwechselnd aus Büchsen mit „38“ bzw. Hartwachs, so daß er das Kugelschalensystem nur unwesentlich unterbricht. Sowohl an den Enden als auch in der Mitte je einersolchen Büchse lassen sich Dy-Präparate unterbringen, um die Neutronendichte an diesen Stellen bestimmen zu können.

Das ganze System lagert auf einem Holzgestell und wurde schließlich mittels Flaschenzug in einen Wasserbehälter aus Zn-Blech versenkt:

$$\varnothing = 1,50 \text{ m} \quad h = 1,6 \text{ m} .$$

Fig. 2

c) Neutronenquelle

Als Neutronenquelle diente das bereits früher verwendete (Ra Be)-Präparat (480 m Curie) in einer kugelförmigen Wickelhülle (Wandstärke 1 mm).

d) Neutronenindikator

Zum Neutronennachweis wurde Dy benutzt. Das Dy_2O_3 (0,2 gr.) wurde in Spiritus unter Zusatz einiger Schellacktropfen aufgeschwemmt, auf kleinen Al-Tellerchen angetrocknet ($\varnothing = 5 \text{ cm}$, $d = 0,2 \text{ mm}$) und mit einer Al-Schutzfolie abgedeckt. Es wurden etwa 13 ungefähr gleiche Präparate benutzt, deren Aktivitätsverhältnisse durch Messung bis auf weniger als 1% genau bekannt waren.

Diese Dy-Präparate konnten erforderlichenfalls noch in dünnen Cd-Büchsen eingekapselt verwendet werden.

e) Messung der Neutronenwirkung

Die β -Aktivität wurde, je nach ihrer Stärke, mittels Druckionisationskammer ($p = 8 \text{ Atü CO}_2$) und Elektrometer oder mit Zählrohr gemessen. Die Absorptionswirkung des Ionisationskammerfensters ($\varnothing = 6 \text{ cm}$) und der Zählrohrwand waren etwa gleich groß. Die Aufladung des Wulfschen Elektrometers (1 Skt = 0,02 V) wurde laufend durch Aufladung eines Induktionsringes kompensiert. Da stets so lange aufgeladen wurde, bis eine bestimmte Kompensationsspannung erforderlich war, so ging in die Lesegenaugigkeit letzten Endes nur die Genaugkeit ein, mit der man mittels Stoppuhr Zeiten von 1...10 min [Minuten] miteinander vergleichen kann. Vor und nach jeder Messung wurde die Ionisationskammer mit Hilfe eines Th-Standardpräparates geeicht.

Etwa 34 cm von der ${}_0^{\text{N}}{}^1$ [Neutronen]-Quelle entfernt gab das Dy nur einen Ionisationskammereffekt von der Größe des Leereffektes der Kammer. Von diesem Entfernungsbereich ab wurde dann mittels Zählrohr gemessen; das Auflösungsvermögen der Zählrohrapparatur wurde gesondert bestimmt, die Empfindlichkeit vor und nach jeder Messung mittels Th-Standardpräparat gemessen und alle Werte auf gleiche Empfindlichkeit bezogen.

4

5

3. Durchführung der Messung und Ergebnisse

Die Messung begann mit Nulleffekts- und Empfindlichkeitsbestimmung der Apparatur (Th-Standard-Präparat). Um die 2,3 min Aktivität des Al-Tellerchens des Dy-Indikators abklingen zu lassen, wurde mit der Dy- β -Messung stets erst 45 min nach Schluß der Exposition begonnen. Die in verschiedenen Entfernungen im Kugelsystem exponierten Dy-Folien wurden dabei abwechselnd je 5–6 mal gemessen. Am Schluß wurden die Apparatureigenschaftsmessungen wiederholt. An den Dy- β -Intensitäten waren die üblichen Korrekturen anzubringen: Nulleffekt; Einfluß des Auflösungsvermögens des Zählrohrs; Reduktion auf gleichen Zeitabstand vom Schluß der Exposition (Dy-Abklingung); Unterschied der einzelnen Folien; Reduktion auf bestimmte Empfindlichkeit der Apparatur. Eine solche Tagesmessung wurde mehrere Male wiederholt. Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Reproduzierbarkeit.

6 **Tabelle 1.** Relative Neutronendichten in der Entfernung 32 cm vom Kugelzentrum gemessen an verschiedenen Tagen (Apparatur bedingter Maßstab)

	$82,1 \cdot 10^{-3}$
	104,6
	91,4
	95,7
	99,4
	110,4
	102,1
	105,6
	108,2
Mittel	$99,9 \pm 3 \cdot 10^{-3}$

Die an den einzelnen Tagen gemessenen Entfernungsintervalle wurden natürlich so gewählt, daß stets Überschneidungen vorlagen. Auf gleiche Weise wurde die Neutronenverteilung in reinem H₂O gemessen.

Sowohl im Kugelsystem als auch in H₂O wurden am Schluß die Neutronenintensitäten nochmals mit Dy₂O₃-Indikatoren wiederholt, die allseitig in Cd eingelassen waren. Beim H₂O-38-Kugelsystem betrug die Wirkung der nicht von Cd absorbierbaren Neutronen etwa 2–3% der Gesamtwirkung, beim H₂O sogar weniger als 1%. Diese Messungen ließen sich daher nur in größerer Nähe des Kugelzentrums durchführen. In dem unten stehenden Kurvenstück sind diese Korrekturen noch nicht angebracht. Bei der Auswertung werden sie einfach in der Weise berücksichtigt, daß die Intensitäten im Inneren der Schichtung um 2,5%, die im Wasser um 1% verkleinert werden.

Fig[ur] 3 zeigt das Ergebnis der Neutronenverteilungsmessung im H₂O-38-Kugelsystem und in reinem H₂O. Aus Gründen der Anschaulichkeit und zum Zwecke der graphischen Interpretation sind die in den einzelnen Entfernungen gemessenen Neutronenintensitätswerte gleich mit dem Entfernungsquadrat multipliziert worden. Die Ordinaten geben also die relative Gesamtzahl aller lang-

samen Neutronen in der betreffenden Entfernung an. Die eingetragenen Fehler sind aus den Abweichungen der Tagesmittel berechnet; sie sind daher etwas größer als die allein durch die beschränkten Teilchenzahlen bedingten statistischen Fehler. Bei der Auswertung entsteht durch die Abweichung von der Kugelsymmetrie und die Absorption in Al eine weitere, aber wohl auch geringe Unsicherheit.

4. Auswertung der Meßergebnisse

7

a) Der mittlere effektive Absorptionskoeffizient

Die wichtigste Größe, die über die Brauchbarkeit einer Schichtenanordnung für die 38-Maschine entscheidet, ist der mittlere effektive Absorptionskoeffizient der Schichtung. Man kann zunächst im Zweifel darüber sein, ob das Verhalten einer kugelsymmetrischen Schichtung durch einen solchen Koeffizienten in Bausch und Bogen festgelegt werden kann, da ja die innersten Schichten durch ihre starke Krümmung anders wirken als ebene Schichten. Man kann sich aber leicht klarmachen, daß es auf diese innersten Schichten fast gar nicht ankommt, da sie nur einen kleinen Bruchteil des Gesamtvolumens erfüllen. Die Eigenschaften der Anordnung werden fast ausschließlich durch die äußersten Schichten bestimmt, die als nahezu eben (Krümmungsradius groß gegen die Schichtdicke) angesehen werden können. Man kann also wohl unbedenklich aus der Gesamtabsorption auf den Absorptionskoeffizienten einer ebenen Schichtanordnung schließen und annehmen, daß sich bei weiterer Vergrößerung der Apparatur der *mittlere* Absorptionskoeffizient nicht mehr ändert würde.

Eine gewisse Schwierigkeit ergibt sich jedoch aus der geringen Anzahl der Schichten unserer Anordnung. Man wird annehmen müssen, daß sich die Gesamtabsorption hier zunächst noch ändert, wenn eine neue Schicht hinzugefügt wird, und zwar in dem Sinne, daß die Gesamtabsorption beim Hinzufügen einer neuen H_2O -Schicht steigt, beim Hinzufügen der darauffolgenden Präparat-38-Schicht wegen der Neutronenproduktion wieder sinkt.

Wir haben daher zwei Bestimmungen des mittleren Absorptionskoeffizienten durchgeführt. Bei der einen wurde die Absorption im Inneren der Al-Kugel von 31 cm Radius gemessen; die äußerste Schicht bestand hier aus Präparat 38 (Fig. 1). Bei der anderen wurde noch eine 2,1 cm dicke Schicht H_2O im Außenraum mit zur Anordnung gerechnet und die Absorption für diese Gesamtmenge bestimmt. Schließlich wurde aus den beiden so gemessenen Absorptionskoeffizienten das arithmetische Mittel gebildet und angenommen, daß dieser Wert auch näherungsweise für die unendliche ebene Schichtenanordnung gelten würde.

8

Für die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten benötigt man drei Größen: 1. Die Gesamtzahl N_a^0 der ohne Apparatur einfach im Wasser um das Ra-Be-Präparat vorhandenen thermischen Neutronen. Diese Zahl gibt, multipliziert mit dem Absorptionskoeffizienten ν_H des Wassers ($\nu_H = 3920 \text{ sec}^{-1}$) die Anzahl der pro sec von der Quelle emittierten Neutronen. 2. Die Gesamtzahl N_a der außerhalb der gefüllten Schichtenanordnung im Wasser beobachteten thermischen

Neutronen $N_a \nu_H$ ist dann die Anzahl der pro sec im Wasser außen absorbierten Neutronen. $(N_a^o - N_a) \nu_H$ Neutronen werden daher pro sec in der Schichtenanordnung absorbiert. 3. Die Gesamtzahl N_i der thermischen Neutronen im Inneren der Schichtenanordnung. Der effektive mittlere Absorptionskoeffizient $\bar{\nu}$ bestimmt sich dann offenbar aus der Gleichung:

$$N_i \bar{\nu} = (N_a^o - N_a) \nu_H . \quad (3)$$

Die Werte N_a^o , N_a und N_i wurden aus der Abb. 3 durch graphische Integration mit dem Planimeter gewonnen. Wählt man als äußere Begrenzung der Schichtenanordnung die Al-Kugel von 31 cm Radius, so erhält man die Werte (in willkürlichen Einheiten):

Tabelle 2

N_a^o	N_a	N_i
58,9	52,0	36,1

also

$$9 \quad \bar{\nu} = \frac{N_a^o - N_a}{N_i} \nu_H = \frac{6,9}{36,1} \nu_H = 749 \text{ sec}^{-1} . \quad (4)$$

Rechnet man noch eine Wasserschicht von 2,1 cm Dicke (bis zum Radius 33,2 cm) zur Schichtenanordnung dazu, so folgt:

Tabelle 3

N_a^o	N_a	N_i
58,9	44,0	44,1

$$\bar{\nu} = \frac{N_a^o - N_a}{N_i} \nu_H = \frac{14,9}{44,1} \nu_H = 1325 \text{ sec}^{-1} . \quad (5)$$

Als Mittelwert ergibt sich

$$\bar{\nu} = 1037 \text{ sec}^{-1} . \quad (6)$$

Der mittlere effektive Absorptionskoeffizient ist also jedenfalls noch positiv, die untersuchte Schichtenanordnung eignet sich – auch bei beliebiger Vergrößerung der Apparatur – *nicht* zum Bau der 38-Maschine.

b) Der Dichteverlauf in den Schichten und die Neutronenbilanz

In einer unendlichen ebenen Schichtenanordnung sollte eine nach dem Gesetze $e^{-\bar{v}t}$ abklingende Neutronenverteilung räumlich den folgenden Verlauf haben (vergleiche frühere Berichte von *Heisenberg* und *v. Weizsäcker*): Wir bezeichnen ν_s , ν_U die Absorptionskoeffizienten, l_s , l_U die Diffusionslängen und \bar{l}_s , \bar{l}_U die effektiven Diffusionslängen (definiert durch

$$\bar{l}_s = l_s \sqrt{\frac{\nu_s}{\nu_s - \bar{\nu}}} , \quad \bar{l}_U = l_U \sqrt{\frac{\nu_U}{\nu_U - \bar{\nu}}}$$

für die Bremssubstanz bzw. Präparat 38. Ferner setzen wir $l = (\bar{l}_U(\nu_U - \bar{\nu})) / (\bar{l}_s(\nu_s - \bar{\nu}))$. x sei der Abstand von der Mitte der 38-Schicht, y der von der Mitte der Wasserschicht, 2a und 2b die Dicken der 38- bzw. Wasserschicht, sowie

$$\xi = \frac{a}{\bar{l}_U} , \quad \eta = \frac{b}{\bar{l}_s} .$$

Dann erhält man für den Verlauf der Dichte (unter Weglassung eines beliebigen konstanten Faktors): 10

In Präparat 38	in Wasser	
$\frac{\cosh x/l_U}{\sinh \xi}$	$\text{ctgh } \xi + l \text{ ctgh } \eta - \frac{\cosh y/\bar{l}_s}{\sinh \eta} .$	(7)

Dieser Verlauf ist in Abb. 4 für die hier vorliegenden Zahlenwerte:

$$a = 2,9 \text{ cm}; \quad b = 1,05 \text{ cm}; \quad l_U = 7,55 \text{ cm}; \quad l_s = 2,50 \text{ cm}; \quad \bar{l}_U = 8,15 \text{ cm};$$

$$\bar{l}_s = 2,92 \text{ cm}; \quad \nu_U = 6950 \text{ sec}^{-1}; \quad \nu_s = 3920 \text{ sec}^{-1}; \quad l = 5,72;$$

$$\xi = 0,356; \quad \eta = 0,360 \quad \text{eingetragen.}$$

Der Verlauf wird in der von uns gemessenen Schichtenanordnung dadurch modifiziert, daß es sich nicht um eine zeitlich abklingende räumlich unendliche Neutronenverteilung, sondern um eine räumlich abklingende, zeitlich konstante Verteilung handelt. Die hierdurch bedingten Unterschiede sind jedoch wegen der relativen Kleinheit von $\bar{\nu}$ gering. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment wird außerdem noch durch den Umstand erschwert, daß im Meßkanal (Abb. 1) die einzelnen Schichten durch größere Aluminiumdicken getrennt werden müssen und daß ferner gerade dort das Wasser aus praktischen Gründen durch Paraffin ersetzt wurde. Die Paraffinschichten sind (wegen der dickeren Al-Begrenzung) etwas dünner als die Wasserschichten, so daß die Anzahl der H-Atome pro cm^3 ungefähr die gleiche ist. Hierdurch werden die Unterschiede zum Teil wieder kompensiert, trotzdem wird man den gemessenen Werten kein allzu großes Gewicht beilegen können. Für das Verhältnis der Intensität in der Mitte der 38-Schicht bzw. der Wasserschicht und der Intensität an der Grenze zwischen 38 und Wasser erhält man:

11

Tabelle 4

Intensitätsverhältnis	Mitte der 38-Schicht	Mitte der Wasserschicht
	Grenze 38-Wasser	Grenze 38-Wasser
Theorie	0,94	1,35
Experiment: 1. Schicht	0,92	1,33
2. Schicht	0,97	1,42
3. Schicht	0,85	1,48

Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend. Die verhältnismäßig hohen experimentellen Werte in der Mitte der Wasserschicht deuten vielleicht darauf hin, daß, wie *Bothe* auseinandergesetzt hat, die Erzeugung thermischer Neutronen in der Mitte der Wasserschicht größer ist als am Rande, da die langsamen Neutronen am Rande der Wasserschicht zum Teil durch den Resonanzprozeß im Präparat 38 weggefangen würden. Der gefundene Wert ist aber nicht genau genug, um diesen von *Bothe* vorhergesagten Effekt sicherzustellen.

Für das Verhältnis der Neutronenmengen in Wasser und Präparat 38 innerhalb der Schichtung erhält man den Wert:

$$\begin{array}{ll} \text{theoretisch} & 0,465 , \\ \text{gemessen} & 0,517 . \end{array} \quad (8)$$

Aus dem gemessenen Wert folgt für die gesamte Neutronenbilanz im Inneren die Gleichung:

$$\begin{array}{lll} \text{Gesamtabsorption} & \text{Abs. in H}_2\text{O} & \text{Prod.-Absorption} \\ & & \text{in Präp. 38} \\ 1037 N_i & = & 1338 N_i - 301 N_i . \end{array} \quad (9)$$

Die linke Seite stellt die pro sec im ganzen Inneren absorbierten Neutronen dar, das erste Glied der rechten Seite die pro sec in den Wasserschichten absorbierten Neutronen. Das zweite Glied bedeutet daher den Überschuß der Neutronenproduktion über die Absorption in Präparat 38. Man erkennt, daß eine erhebliche

12 Neutronenproduktion vorhanden ist. Würde man das Wasser durch die entsprechende Menge schweren Wassers ersetzen (als „entsprechend“ ist wegen des geringen Stoßquerschnitts etwa die siebenfache Menge anzusehen), so müßte nach den früheren Messungen (Bericht *Döpel* und *Heisenberg* über die Diffusionslänge in D_2O) die Absorption etwa zwanzigmal kleiner werden. In diesem Falle würde offenbar die Neutronenproduktion im ganzen überwiegen, also der Absorptionskoeffizient negativ werden. *Diese entsprechende Schichtung mit D_2O würde also den Bau der 38-Maschine ermöglichen.*

c) Die Anzahl X der Spaltungsneutronen

Die gesamte in Präparat 38 vorhandene Neutronenmenge ist nach (8) $0,66 N_i$; also läßt sich das zweite Glied auf der rechten Seite von (9) in der Form darstellen

$$(X e^{-w} - 1) \cdot 0,66 N_i v_U = 301 N_i . \quad (10)$$

Daraus folgt:

$$X e^{-w} = 1,3556 . \quad (11)$$

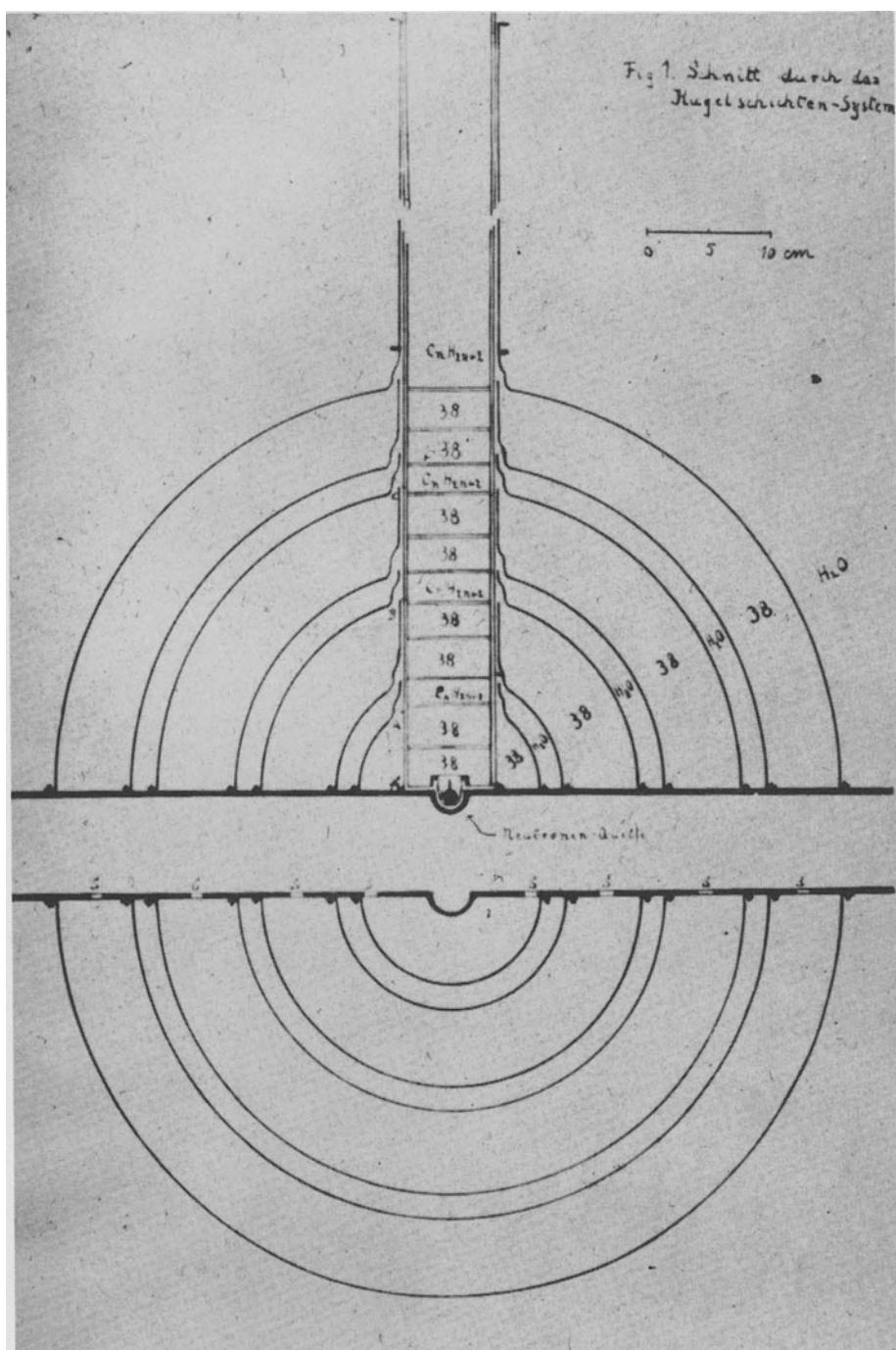
Die Wahrscheinlichkeit w für Resonanzefangung berechnet sich nach früheren Berichten zu

$$w = 0,0995 \sum_k \frac{\Gamma_k}{E_k} \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}} . \quad (12)$$

Da die für die Resonanzefangung maßgebende Größe w (Γ_k Breite, E_k Energie, σ_k maximaler Wirkungsquerschnitt der Resonanzniveaus in Präparat 38) nicht sicher bekannt ist, tragen wir nach (11) in der Abb. 5 die Größe X als Funktion dieser Summe $\sum_k (\Gamma_k/E_k) \sqrt{\sigma_k \cdot 10^{24}}$ auf. In die gleiche Figur sind zwei weitere Kurven, die das Resultat der Berliner Messungen darstellen, gestrichelt eingezeichnet.

Man erkennt aus der Figur, daß die hier durchgeföhrten Messungen mit den Ergebnissen der Berliner Messungen genügend genau übereinstimmen. Unsere Messungen bestätigen das Ergebnis, daß die Größe X offenbar erheblich kleiner ist, als in früheren Berichten angenommen wurde. Die gute Übereinstimmung unserer und der Berliner Messungen scheint auch zu zeigen, daß mit der relativ kleinen Leipziger Anordnung tatsächlich eine zuverlässige Bestimmung der effektiven Absorptionskoeffizienten möglich ist. Dieses Ergebnis ist für die späteren Versuche mit D_2O wichtig.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Die Anzahl X der Spaltungsneutronen ist *geringer*, als früher angenommen wurde. Ihr genauer Wert ist in Fig. 5 dargestellt. Sie ist aber immer noch groß genug, um den Bau einer 38-Maschine zur Energierzeugung mit *schwerem* Wasser zu ermöglichen.



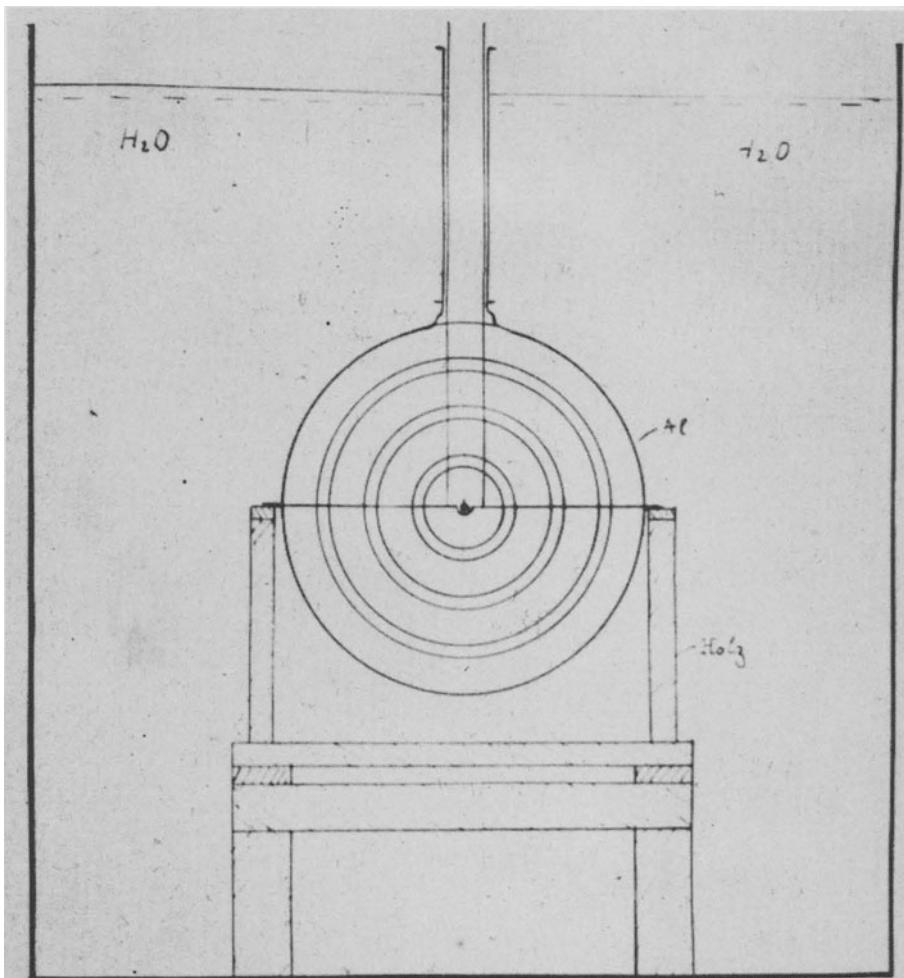
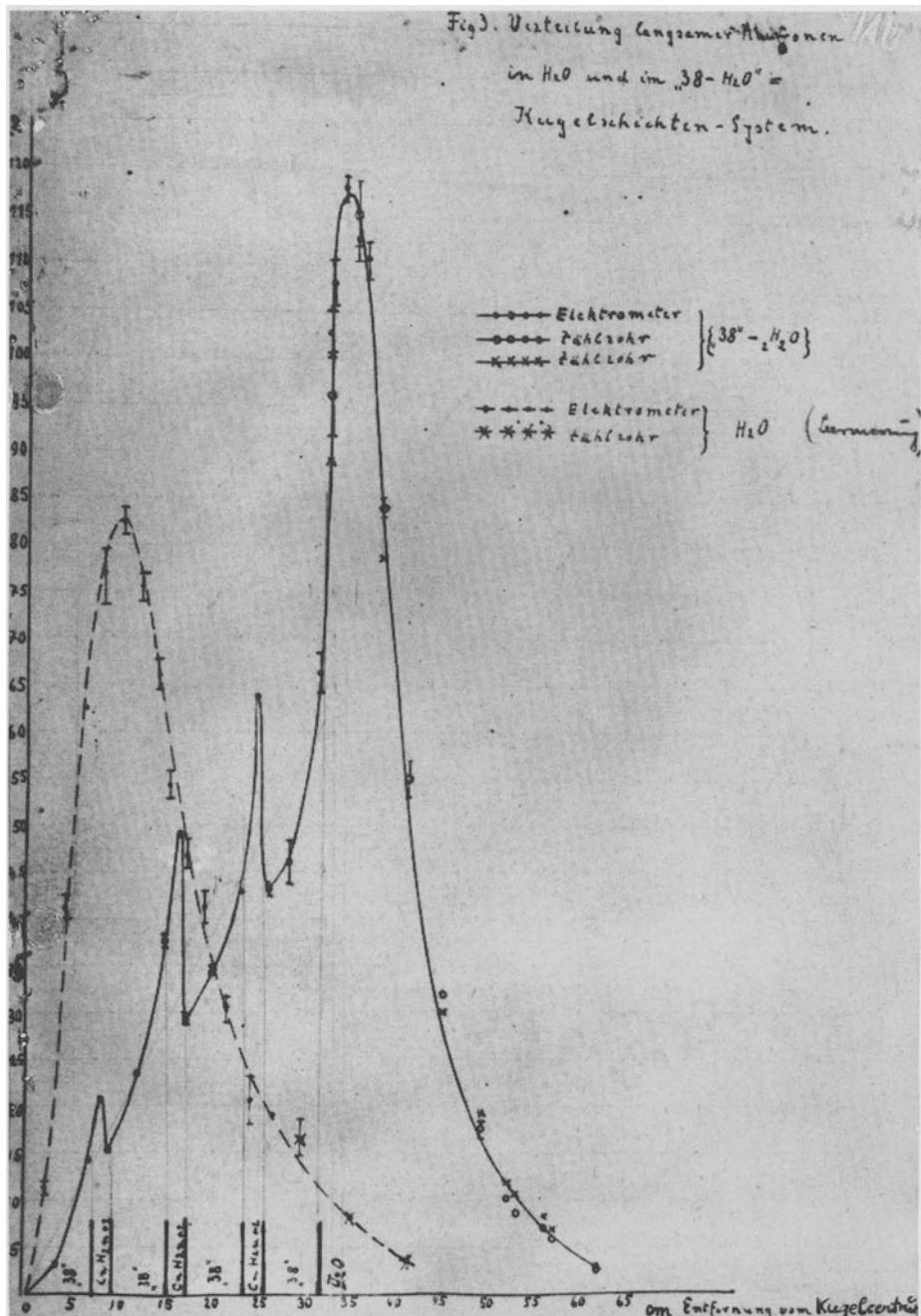


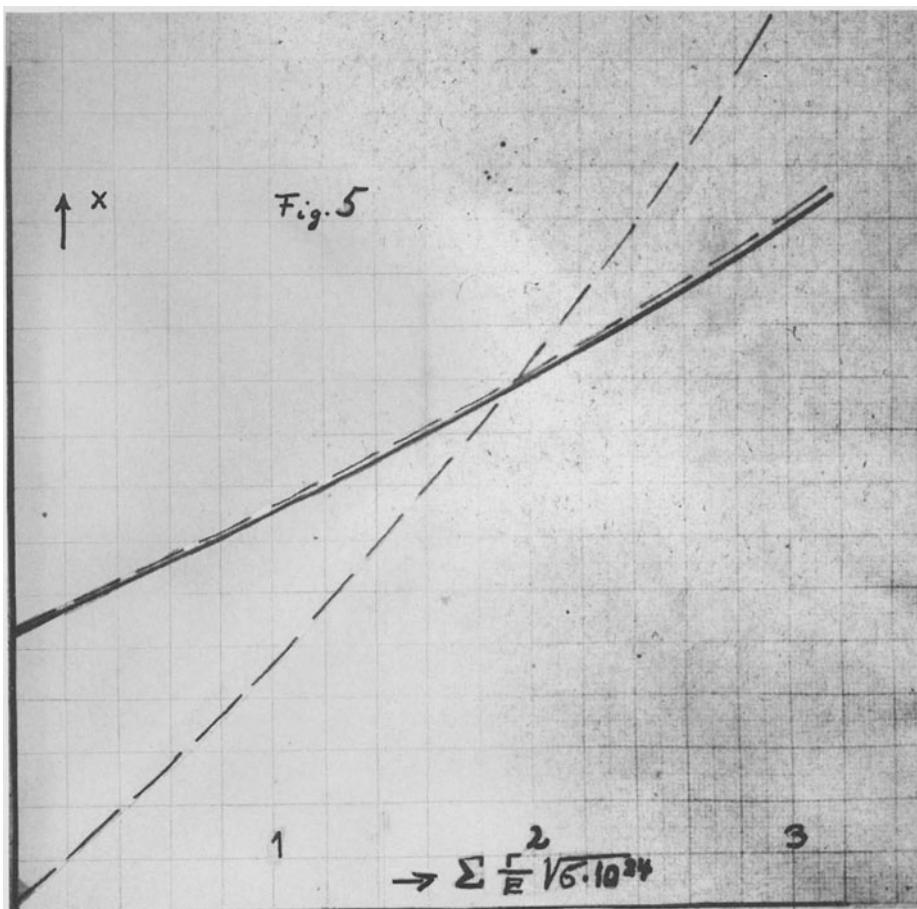
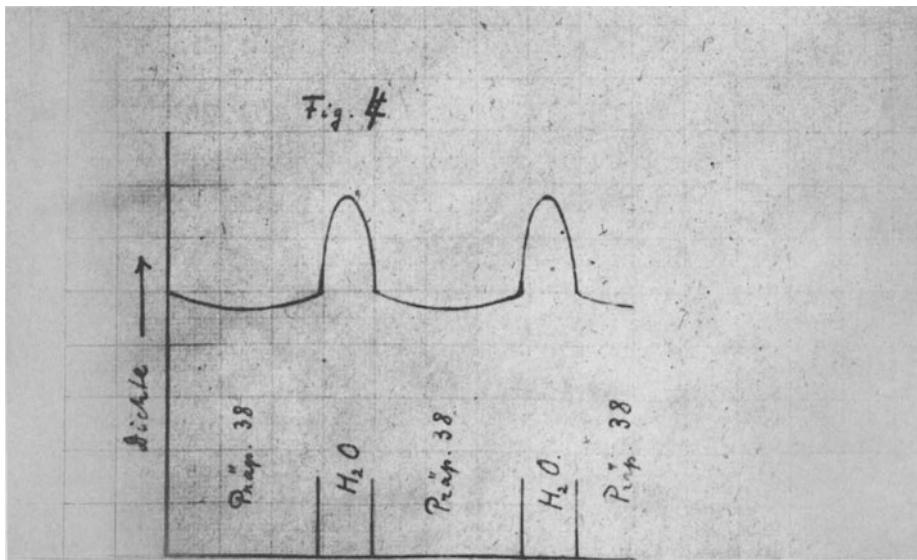
Fig 2. Aufstellung
der „38-H₂O“-Schichten-Kugel
in H₂O.

[Das Innere der Kugel ist schematisiert
dargestellt]

16



17



Editor's Note

The following short paper of Heisenberg is a postscript to the report „Bestimmung des Absorptionsquerschnittes von Uran für langsame Neutronen“ (Determination of the absorption cross section of uranium for slow neutrons) by E. Fischer, dated 9 June 1941.

In order to settle the debate about this cross section, for which values between $\sigma_A = 3.2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ and $10 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ had been given previously, Fischer carried out a new experiment at the *Kaiser Wilhelm-Institut* in Berlin-Dahlem. For this purpose he generalized a method that E. Amaldi and E. Fermi had applied to find the ratio of elastic to absorption cross section in the case of paraffin (Phys. Rev. (2) **50**, 899 (1936)): by mixing in different proportions U_3O_8 or uranium metal powder and paraffin (in a cubic vessel, see Fig. 1), the desired cross section σ_A of uranium could be extrapolated (Fig. 2). Fischer obtained for uranium oxide the value

$$\sigma_A = (6.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 ,$$

and for uranium metal

$$\sigma_A = (5.24 \pm 0.30) \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 .$$

Heisenberg's theoretical postscript dealt with two items:

- i) The derivation of Eq. (1) of Fischer's paper, i.e.,

$$N = \left(\frac{1 - y - \zeta \sqrt{3}/2}{y - \zeta \sqrt{3}/2} \right)^2 - 1 ,$$

which relates the ratio y of the absorbed intensities (activities of the dysprosium indicator) to N , the average number of elastic collisions of the neutron until it gets absorbed. (ζ denotes the absorption cross section of the dysprosium layer for slow neutrons passing it perpendicularly.)

- ii) The calculation of the corrections of the observed data caused by thermal neutrons emerging from the fission process. The result (Fig. 3) explained the dependence of Fischer's absorption cross sections as a function of the thickness of the paraffin layer (Fig. 2).

Theoretischer Nachtrag (zum Bericht von E. Fischer)

Von W. Heisenberg¹

1) Die Formel (1) für den Zusammenhang des Intensitätsverhältnisses y mit dem Verhältnis zwischen Streuquerschnitt und Absorptionsquerschnitt ist gewonnen durch eine Verbesserung der bei *Amaldi* und *Fermi* (Phys. Rev. **50**, S. 899, 1936) angegebenen Gleichungen (9) bis (11). Ersetzt man die Gl. (11) von *Amaldi* und *Fermi*

$$\beta = 1 - \frac{2}{\sqrt{N}}$$

durch die genauere (auch für kleinere Werte von N gültige) Gleichung

$$\beta = \frac{\sqrt{N+1} - 1}{\sqrt{N+1} + 1} ,$$

so entsteht die im Text angegebene Formel (1).

2) Für die Berechnung der durch die Spaltungsneutronen hervorgerufenen Korrektur braucht man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Spaltungsneutron, das etwa von der Mitte des Blocks ausgeht, wieder in der Nähe der Blockmitte thermisch wird. Diese Wahrscheinlichkeit kann man für eine Kugel vom Radius R in folgender Weise abschätzen:

Es werde angenommen, daß die freie Weglänge für die zur Bremsung dienenden Stöße von der Energie unabhängig ist und daß eine ganz bestimmte Anzahl von Stößen notwendig ist, um bis zur thermischen Energie zu verlangsamen. In dem Grad der Annäherung, in dem die Annahmen zutreffen, kann man dann das Problem einfach mit der Diffusionsgleichung behandeln, indem man statt der bestimmten (von der Blockgröße unabhängigen) Anzahl der Stöße eine bestimmte Zeit einsetzt. Diese Zeit ist nachträglich aus den (theoretisch leicht zu übersehenden) Verhältnissen beim unendlich großen Block zu ermitteln. 2

ϱ sei die Dichte der Neutronen. Dann soll also gelten:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \Delta \varrho = D \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \varrho) . \quad (1')$$

Zur Zeit $t = 0$ ist das Neutron sicher bei $r = 0$, d. h.

$$\int_0^r 4\pi r^2 \varrho dr = 1 \quad \text{für } r > 0 \quad \text{bei } t = 0 . \quad (2')$$

¹ Undated, but according to KWI-List dated 26 June 1941. (Editor)

Ferner muß die Neutronendichte an der Oberfläche der Kugel verschwinden, d.h. $\varrho = 0$ für $r = R$.

Man entwickelt daher $r\varrho$ zweckmäßig in eine Fourierreihe

$$r\varrho = \sum_1^{\infty} a_n(t) \sin \frac{nr\pi}{R}, \quad (3')$$

$$a_n(t) = \frac{2}{R} \int_0^R dr(r\varrho) \sin \frac{nr\pi}{R}. \quad (4')$$

Also für $t = 0$

$$a_n(0) = \frac{2}{R} \frac{n\pi}{R} \frac{1}{4\pi} = \frac{n}{2R^2}. \quad (5')$$

Ferner folgt aus (1'):

$$\frac{da_n}{dt} = -D \left(\frac{n\pi}{R} \right)^2 a_n. \quad (6')$$

Also allgemein

$$a_n = \frac{n}{2R^2} e^{-D(n\pi/R)^2 t}$$

und

$$r\varrho = \sum_1^{\infty} \frac{n}{2R^2} \sin \frac{nr\pi}{R} e^{-D(n\pi/R)^2 t}. \quad (7')$$

Für $R \rightarrow \infty$ geht dies über den bekannten Ausdruck

$$\varrho = \frac{1}{8(\pi D t)^{3/2}} e^{-(r^2/4Dt)}. \quad (8')$$

- 3 Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Neutron wieder in der Nähe von $r = 0$ thermisch wird, muß dem Wert ϱ bei $r = 0$ proportional sein. Also

$$w = \text{const} \cdot \varrho(0) = \text{const} \sum_1^{\infty} \frac{n^2 \pi}{2R^3} e^{-D(n\pi/R)^2 t}. \quad (9')$$

In der unendlichen Kugel würde der Ausdruck $r^2\varrho$ sein Maximum an der Stelle $r^2 = r_0^2 = 4Dt$ haben. Dieser Radius r_0 lässt sich leicht experimentell bestimmen. Man drückt daher am besten w in der Variablen $x = R/r_0$ aus:

$$w = \frac{C}{x^3} \sum_1^{\infty} n^2 e^{-(n\pi/2x)^2}. \quad (10')$$

Für große Werte von x nähert sich w einem konstanten Grenzwert w_∞ . Das Verhalten von w wird durch Fig. 3 und die folgende Tabelle wiedergegeben:

$x = 0$	0,472	0,628	0,786	0,943	1,10	1,26	1,415
$w/w_\infty = 0$	$1,27 \cdot 10^{-3}$	$6,86 \cdot 10^{-2}$	0,332	0,655	0,865	0,957	0,991

Eine experimentelle Bestimmung von r_0 liegt allerdings für die Spaltungsneutronen in den hier benutzten Blöcken nicht vor. Man kann jedoch aus den Werten von \bar{r}^2 bei den im hiesigen Institut untersuchten Schichtenanordnungen eine Abschätzung für \bar{r}^2 in den benutzten Blöcken und damit für $r_0^2 = 2\bar{r}^2/3$ gewinnen. Die Rechnung ergibt $\bar{r}^2 \approx 440 \text{ cm}^2$, also

$$r_0 \approx 17 \text{ cm} .$$

Die Wahrscheinlichkeit w sollte also für $R \leq 10 \text{ cm}$ praktisch verschwinden und für $R \geq 20 \text{ cm}$ praktisch konstant sein.

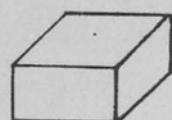


Fig. 1.

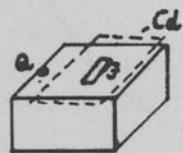


Fig. 2. (Abhängigkeit des gemessenen
 σ_A -Wertes von der Paraffindicke)

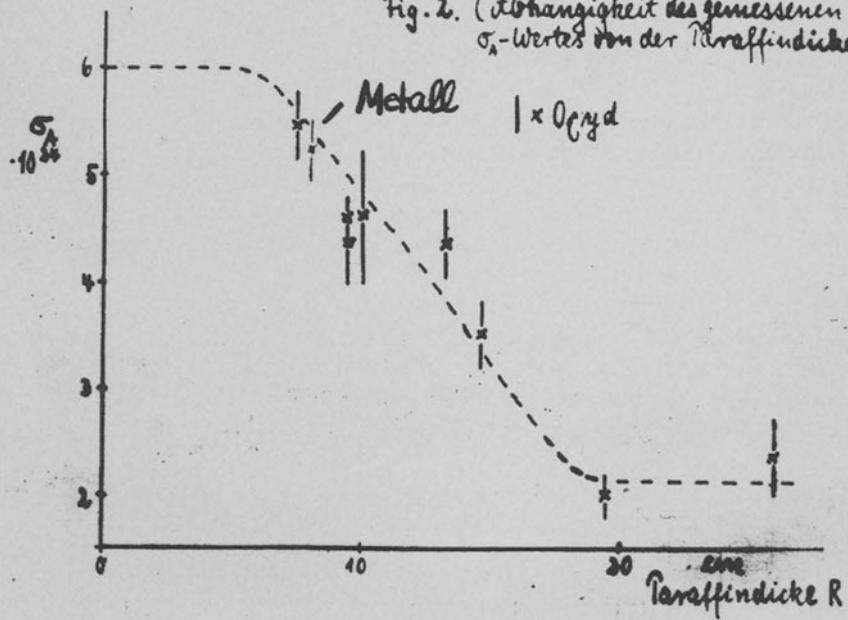
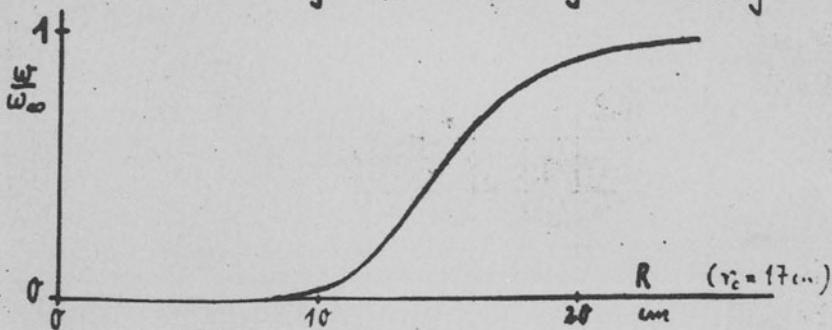


Fig. 3 (z. theor. Nachtrag v. W. Heisenberg)



Versuche mit einer Schichtenanordnung von D₂O und Präp[arat] 38

Von R. u. K. Döpel und W. Heisenberg¹

1. Plan des Versuchs

Die Ergebnisse aller bisherigen Messungen an Schichtenanordnungen oder Gemischen von H₂O (bzw. Paraffin) und Präp. 38 (vgl. etwa die Zusammenstellung im Bericht von v. *Droste*) führen übereinstimmend zu dem Schluß, daß es möglich sein muß, eine Schichtenanordnung aus D₂O und Präp. 38 mit negativem Absorptionskoeffizienten herzustellen. (Ob eine *homogene* Mischung von D₂O und Präp. 38 zu dem gewünschten Erfolg führen würde, erscheint nach der Übersicht von v. *Droste* als recht zweifelhaft.) Dieser Schluß sollte durch die im folgenden beschriebenen Versuche nachgeprüft werden. Da die einstweilen zur Verfügung stehenden Mengen von D₂O (ca. 150 kg) noch sehr klein sind, verglichen mit den in der endgültigen Maschine notwendigen Mengen, konnte die Nachprüfung nur mit einer kugelsymmetrischen Massenanordnung, die eine hohe Meßgenauigkeit gestattet, vorgenommen werden. Es wurde dazu, ähnlich wie es in einem früheren Bericht² geschildert worden ist, ein System von Kugelschalen aus Al konstruiert, das in Abb. 2 näher beschrieben wird. Die gewählten Schichtdicken (ca. 17 cm D₂O und 4 cm Präp. 38) entsprachen den bei Beginn der Versuche angenommenen Werten der verschiedenen maßgebenden Konstanten (X , Absorptionsquerschnitt von U: $\sigma_U = \sum(\Gamma_U/E_U)/\sigma_U \cdot 10^{24}$). Da inzwischen die wahrscheinlichsten Werte dieser Konstanten sich geändert haben (insbesondere ist nach den Messungen der Diffusionslänge von U₃O₈, den Überlegungen von *Bothe* und den Messungen von *Fischer* $\sigma_U = 6,2 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ anzunehmen, während wir früher $\sigma_U = 4,5 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ angesetzt hatten), sind die von uns gewählten Schichtdicken wohl nicht die günstigsten. Trotzdem sollte nach den vorliegenden Werten auch mit den gewählten Schichtdicken eine deutliche Neutronenvermehrung nachweisbar sein.

Bei Versuchen mit D₂O entsteht für die Beurteilung der Neutronenvermehrung eine gewisse Schwierigkeit durch die Neutronen, die entweder durch Photoeffekt der Ra- γ -Strahlung oder durch (n, 2n) Prozesse im D₂O freigesetzt werden. Die Versuche von *Frisch, Halban und Koch* (Dansk. Vid. Selsk., Math.-fys. Medd. XV, 10, S. 3, 1938) zeigen, daß jedenfalls eine gewisse Neutronenproduktion durch Photoeffekt in D₂O stattfindet, | obwohl die in der Literatur gewöhnlich angegebenen γ -Strahlen von Ra bei der von *Chadwick, Feather und Bretscher* (Proc. Roy. Soc. A 163, 366, 1937) angegebenen Bindungsenergie des Deuterons zur Spaltung des D-Kerns wahrscheinlich nicht mehr ausreichen.

¹ Undated, but according to KWI-List dated 28 October 1941. (Editor)

² R. u. K. Döpel und W. Heisenberg: Versuche mit einer Schichtenanordnung von Wasser und Präparat 38.

Frisch, Halban und Koch arbeiteten mit Ra- γ -Photoneutronen aus Be, eine Neutronenproduktion durch (n, 2n) Prozesse kommt dort also nicht in Betracht. In unseren Versuchen mit einer (Ra und Be) Neutronenquelle ist auch eine gewisse Neutronenproduktion durch den (n, 2n) Prozeß möglich (vgl. auch den Bericht von *Bagge*). Um die Neutronenentstehung im D₂O nachzuprüfen, waren Kontrollversuche erforderlich (2b), bei denen Bestrahlungen von D₂O allein, ohne Präp. 38, vorgenommen werden.

Schließlich gab der Verlauf der Versuche Veranlassung, die Neutronenabsorption im Al nachzuprüfen. Die früher von uns und von den Japanern *Simna* und *Yamasaki* (Scient. Pap. of Phys. and Chem. Res. **38**, 167, 1941) aus der β -Aktivierung des Al erschlossenen Werte für den Absorptionsquerschnitt von Al waren so klein, daß ein erheblicher Einfluß auf die Versuchsergebnisse nicht zu erwarten war. Da diese Methode aber stets verschiedenen Einwänden ausgesetzt ist (die Absorption eventueller Verunreinigungen wird nicht mitgemessen, sehr weiche β -Strahlen können der Beobachtung entgehen), mußten eigentliche Absorptionsversuche durchgeführt werden. Bei diesen Versuchen, die Herr *Gehlen* im Rahmen einer größeren Arbeit vorgenommen hat, wurde die Erniedrigung der Neutronendichte in einen Paraffinklotz durch eingebrachte Al-Schichten bestimmt; eine solche Anordnung entspricht auch ungefähr den Verhältnissen in der Schichtenkugel. Die Absorption von „Reinaluminium H 99“³ ergab sich dabei als erheblich größer, als früher angenommen worden war, das Al stört also leider die Verhältnisse in der Apparatur empfindlich.

3

2. Versuchsanordnung und Ergebnisse

a) Das Kugelschichtensystem

Die „38“-D₂O-Schichten wurden bei diesem Versuch in ähnlicher Weise durch Al-Kugeln gehalten wie bei dem früheren Versuch mit H₂O. Fig. 1 zeigt einen schematischen Schnitt durch das ganze System. Es besteht im wesentlichen aus 2 Halbkugelsystemen, die eine mit D₂O gefüllte Al-Kugel umschließen, in der sich die Neutronenquelle befindet. Die beiden Halbkugelsysteme wurden auf 2 Al-Platten (Dicke jeder Platte 0,5 cm) montiert, die dem ganzen System genügend innernen Halt gaben und gleichzeitig der Lagerung auf einem Balkengestell dienten. Um eine Verunreinigung des D₂O durch event[uelles] Undichtwerden des Systems unter allen Umständen auszuschalten, wurden die D₂O-Schalter C₁ und C₂ allseitig verschweißt bis auf 2 kleine verschraubbare Füll-Löcher an den ebenen Teilen. Die „38“-Behälter bestehen aus Al-Halbkugeln ($d = 1,2$ mm) mit Flanschen. Diese Flanschen wurden durch 5 mm dicke Al-Ringe verstärkt und mittels Al-Schrauben an den Al-Grundplatten angeschraubt. Die Dichtung erfolgte durch Gummi und Hartwachs. Gefüllt wurden die „38“-Behälter B₁ und B₂ durch verschraubbare Fülllöcher in den Al-Grundplatten, die Behälter D₁ und D₂ durch besondere Füllstützen von außen. Die Füllung muß unter dauerndem

³ „Reinaluminium H 99“ enthält laut Angabe der Bezugsfirma 1% Si + Fe, 0,03% Ti, 0,1% Cu + Zn.

Stopfen und Rütteln erfolgen, um eine möglichst große Schüttdichte des „38“-Oxyds zu erreichen. Diese betrug im Mittel 2,71 g cm⁻³.

Um ein Halbkugelsystem ohne mechanische Überbeanspruchung in die für die Füllung und Justierung erforderlichen Lagen bringen zu können, waren besondere Halterungs- und Schwenkvorrichtungen nötig, auf deren Beschreibung verzichtet werden kann. Das Gesamtgewicht des Kugelschichtensystems betrug rund 400 kg, es wurde am Schluß mit seinem Balkengestell zusammen über den Rand eines 1,5 m hohen H₂O-Behälters aus Zn-Blech gehoben und versenkt.

Durch den bis ins Innere des Systems führenden Schacht wurde die Neutronenquelle eingeführt, dabei wurde der Schacht durch einen Einsatz geschlossen, dessen Unterteilung in D₂O und „38“-Oxyd-Behälter den Kugelschichten entsprach und in dem man gleichzeitig die Neutronenindikatoren für die Messung der Neutronenverteilung im Innern des Systems unterbringen konnte [Fig. 2].

Um den Einfluß der Ra- γ -Strahlen auf die Neutronenbildung im Kugelsystem abschätzen zu können, wurde die Neutronenquelle bei einem Teil der Messungen mit einer kugelförmigen Bleihülle von 1,6 cm Wandstärke umgeben.

Als Neutronenquelle diente das bereits früher verwendete (Ra Be)-Präparat 4 (480 mC).

Außer den bereits früher verwendeten Dy-Indikatoren (10 mg cm⁻²) wurden für schwache Intensitäten auch dickere Dy-Indikatoren verwandt (50 mg cm⁻²). Die Indikatoren wurden im H₂O-Bottich sowohl in horizontaler Richtung expo- niert als auch unter 45°.

Messung der Neutronenwirkung

Die β -Aktivität der Dy-Indikatoren wurde in der gleichen Weise wie früher mittels Druckionisationskammer bez. Zählrohr gemessen; wegen der Einzelheiten sei auf die vorangegangenen Arbeiten der Verfasser verwiesen.

Fig. 3 gibt den Intensitätsverlauf im Innern der Kugel; Ordinate ist stets das Produkt aus der Intensität J mal dem Quadrat des Radius r . Da die Messungen mit und ohne Bleikugel außerhalb der Schichtung fast zum gleichen Intensitätsverlauf führten und da für den Intensitätsverlauf im Innern keine hohe Genauigkeit notwendig ist, werden im Innern hauptsächlich Messungen ohne Pb-Kugel durchgeführt. Eingetragen wurden Mittelwerte für alle Messungen. Die Integrale über die verschiedenen Flächen wurden mit dem Planimeter ausgemessen. Ferner wurde die gesamte in Al vorhandene Neutronenmenge aus der Verteilung des Al in der Apparatur und aus Fig. 3 ermittelt. Es ergaben sich (in den willkürlichen hier gewählten Einheiten) die Werte

$$N_{D_2O} = 116,5 ; \quad N_{U_3O_8} = 38,2 ; \quad N_{Al} = 6,7 ; \quad (1)$$

für die Gesamtmenge im Innern also

$$N_2 = 161,4 .$$

Der Intensitätsverlauf im Wasser außerhalb der Schichtenkugel – Fig. 4 – wurde sowohl horizontal als auch unter 45° nach oben ausgemessen, um etwaige

Unsymmetrien aufzudecken, die durch die Al-Platten und den Luftspalt in der Halbierungsebene der Schichtkugel entstehen können. Solche Unsymmetrien waren erstens unmittelbar am Spalt zu erwarten, ferner in großer Entfernung von der Kugel, wo der Haupteinfluß von Neutronen herröhrt, die als schnelle Neutronen den größten Teil ihres Weges zurückgelegt haben. Jedoch wurden nur unmittelbar an der Oberfläche kleine Unterschiede festgestellt. In die Fig. 4a wurden daher einfach die Mittelwerte über die *beiden* Meßreihen (horizontal und 45°) eingetragen. Nach außen wurden die Kurven bis zu einer Entfernung von 66 cm vom Mittelpunkt aus gemessen, der Rest wurde für die Bestimmung | des Flächeninhalts nach einem Exponentialgesetz extrapoliert. Die Kurve der Meßpunkte, bei denen das Präparat mit einer Pb-Kugel von 1,6 cm Dicke umgeben war, (Fig. 4b) unterscheidet sich nur wenig und nur in der Nähe der Oberfläche von der ohne Pb-Kugel und liegt merkwürdigerweise fast überall etwas oberhalb dieser anderen Kurve. Für die beiden Flächen ergeben sich die Zahlen 71,0 (ohne Pb) und 72,1 (mit Pb). Wenn man die gesamte Neutronenmenge in H_2O bestimmen will, so müssen diese Zahlen noch um den Beitrag der Wasserschicht korrigiert werden, die direkt außerhalb des Spaltes und der Al-Platten liegt. Dies gibt eine Erhöhung um 2%. Im ganzen erhält man also für die Gesamtmenge im Wasser:

$$\begin{array}{ll} \text{Ohne Pb-Kugel} & \text{Mit Pb-Kugel} \\ N_{H_2O} = 72,4 \pm 0,8 & N_{H_2O} = 73,5 \pm 0,95 \end{array} . \quad (2)$$

b) Kontrollversuche zur Prüfung des Einflusses der Neutronenquellenstrahlung auf die Neutronenemission im D_2O

Um die aus den Prozessen $D(\gamma, n)H$ und $D(n, 2n)H$ entstehenden Neutronen gegenüber den aus dem „38“-Spaltungsprozeß stammenden abschätzen zu können, wurden Kontrollmessungen ohne „38“ in einer besonderen Apparatur durchgeführt.

Im Zentrum einer leeren von genügend H_2O umgebenen Al-Kugel ($D = 12$ cm) befindet sich die (Ra Be)-Neutronenquelle. Die Gesamtzahl der im umgebenden H_2O gemessenen langsamen Neutronen ist dann – ebenso wie die gewöhnliche Messung: Ra-Be Präparat in H_2O – ein Maß für die Neutronenemission der Quelle. Wird nun die Kugel mit D_2O gefüllt, so ist die im umgebenden H_2O gemessene langsame Neutronenzahl wiederum ein Maß für die nunmehr insgesamt frei werdenden Neutronen, da ja die Absorption im D_2O praktisch gegenüber der im H_2O zu vernachlässigen ist. Die ursprüngliche Neutronenzahl ist jetzt um den Betrag erhöht, der aus den beiden obigen Prozessen stammt. Um den aus $D(\gamma, n)H$ stammenden Teil abschätzen zu können, wird nun die Neutronenquelle mit einer Pb-Kugelschale von 2,2 cm Dicke umgeben. Dann wird dieser Neutronenanteil wegen der Absorption von γ -Strahlen im Pb um einen gewissen Betrag vermindert. Da jedoch gleichzeitig durch das Pb ein neuer Faktor in das ganze System gebracht wurde, der sowohl Neutronen absorbiert als auch Neutronen erzeugend wirken kann, so wurde eine weitere Messung der Neutronenintensität im umgebenden Wasser hinzugefügt, bei der sich eine mit Pb-Hülle umgebe-

ne Neutronenquelle in der *leeren* Al-Kugel befand. Hierbei kommt man dann durch Differenzbildung gegen die Kontrollmessung mit der leeren Kugel ohne Pb, den Einfluß des Pb auf die Neutronenmenge im Außenwasser, soweit er nicht durch teilweise Unterbindung des D(γ, n) H-Prozesses bedingt ist, und daraus schließlich den Einfluß dieses Prozesses.

Die Gesamtmenge der vom Präparat ausgehenden Neutronen wurde, wie erwähnt, einmal direkt in H₂O (Fig. 5), einmal in der von H₂O umgebenen leeren Al-Kugel (Fig. 6 a) bestimmt. Für die Flächeninhalte ergaben sich die Werte:

Wasser	Al-Kugel in Wasser
$N_{H_2O}^0 = 70,2 \pm 1,0$	$70,0 \pm 1,2$
Mittelwert: $N_{H_2O}^0 = 70,1 \pm 0,8$.	

(3)

War die Neutronenquelle mit der Pb-Kugel von 2,2 cm Dicke umgeben, so ergab sich (Fig. 6 b):

Mit Pb-Kugel	
$H_{H_2O}^0 = 71,2 \pm 0,8$.	(4)

Bei Füllung der Al-Kugel von 12 cm Radius mit D₂O (Fig. 7 a u. b) waren die gemessenen Gesamtneutronenmengen:

Mit D ₂ O, ohne Pb-Kugel	Mit D ₂ O, mit Pb-Kugel
$N_{H_2O}^D = 79,0 \pm 0,8$	$N_{H_2O}^D = 77,1 \pm 0,8$.

(5)

c) Messung der Absorption langsamer Neutronen in Aluminium (Versuche von J. Gehlen)

Zunächst wurden die früheren Messungen der Verfasser wiederholt, d. h. der Einfangquerschnitt von Al gegenüber langsamen Neutronen wurde aus dem Aktivierungsverhältnis von Al und Ag und dem bekannten Einfangquerschnitt von Ag bestimmt.

Benutzt wurden quadratische Folien von etwa 3,8 cm Seitenlänge. Ihre Gewichte und Dicken waren so klein gewählt (Al: 0,748 gr, 0,019 cm; Ag: 0,765 gr, 0,005 cm), daß die Absorption der raschen β-Strahlen im Indikatormaterial bei beiden Folien 11% betrug, die der langsamen Neutronen sogar unter 1,6%. Das benutzte Zählrohr hatte eine Al-Wandstärke von 0,15 ... 0,2 mm Al. Für den Absorptionsquerschnitt ergab sich so der Wert $\sigma_r = 1,4 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$.

Auf die Schwächen dieser Methoden wurden schon eingangs hingewiesen. Daher wurde die Absorption langsamer Neutronen im Al nach einer zweiten Methode gemessen und zwar wurde die Erniedrigung der Neutronendichte in einem Paraffinblock nach Einbau ausgedehnter Al-Scheiben bestimmt.

Fig. 2 zeigt die Anordnung. Der „unendlich“ ausgedehnte Paraffinblock besteht in Wirklichkeit aus 2 rechtwinkligen Hartwachsblöcken, die sich mit den gleichen Seitenflächen $28 \times 28 \text{ cm}^2$ gegenüberstehen und durch 2 Al-Platten ($28 \times 28 \text{ cm}^2$) getrennt sind. Darüber liegt in genau reproduzierbarer Stellung ein dritter Paraffinblock, der die (Ra Be) Neutronenquelle enthält. Zwischen den

6

7

beiden Al-Platten befindet sich der Neutronenindikator (20 mg Dy auf einer Papierfolie von $7,2 \times 5,1 \text{ cm}^2$ mit etwas Zaponlack überzogen). Gemessen wurde die Dy- β -Aktivität an einem Zählrohr einmal mit Al-Absorber auf jeder Seite, einmal ohne Absorber. Im letzteren Fall befand sich zwischen den Al-Blöcken ein 2,5 cm breiter, oben offener hufeisenförmiger Holzrahmen, der die erforderliche Luftspaltbreite garantierte. Außerdem verhindert der Rahmen die Abwanderung der Neutronen von der Meßstelle durch die Luftspaltgrenzen. Da aber theoretisch schwer zu übersehen ist, inwieweit sich Al und Holzrahmen in Bezug auf diesen „Randeffekt“ gleich verhalten, wurde die Messung mit 2 Al-Absorbern verschiedener Dicke ($2 \times 0,5 \text{ cm}$ bzw. $2 \times 1 \text{ cm}$ Rein-Al H 99) durchgeführt.

Für das Verhältnis der Neutronenintensität ohne Al (J_0) zu der mit Al (J_{Al}) gibt die Theorie nach *Fermi* den Wert

$$J_0/J_{\text{Al}} = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{3} \xi \cdot (\sqrt{N+1} - 1) . \quad (6)$$

Hierin bedeutet ξ die Einfangwahrscheinlichkeit bei senkrechtem Durchgang durch das Al, N das Verhältnis von Streuquerschnitt zu Einfangquerschnitt in Paraffin. Für N kann man etwa $N \sim 200$ annehmen, also wird der Faktor von ξ ungefähr 11,4. ξ hängt mit dem effektiven Absorptionsquerschnitt σ_r des Al-Kerns und der Dicke d der Al-Platte zusammen durch die Formel

$$\xi = d \cdot \sigma_r \cdot \frac{6,03 \cdot 10^{23} \cdot 2,7}{27} = 6,03 \cdot 10^{22} \cdot d . \quad (7)$$

Die theoretische Formel (6) bezieht sich zunächst nur auf sehr dünne absorbiende Al-Schichten. Daher wurden (wie erwähnt) Messungen mit 2 cm Al und solche mit 1 cm Al ausgeführt. Durch Mittelung über viele Einzelmessungen erhielt *Gehlen*:

$$8 \quad \frac{J_0}{J_{\text{Al}}} = \begin{array}{ll} 2 \text{ cm} & 1 \text{ cm} \\ 1,47 \pm 0,02 & 1,27 \pm 0,02 ; \end{array}$$

daraus für den Absorptionsquerschnitt:

$$\sigma_r = 0,342 \pm 0,015 \quad 0,393 \pm 0,029 \cdot 10^{-24} .$$

Diese Werte stimmen gut überein und zeigen, daß die Fehler, die davon herrühren, daß die Al-Schicht nicht sehr dünn gegen die Dimensionen der Anordnung ist, jedenfalls keine große Rolle spielen. Wenn man den kleinen verbleibenden Unterschied möglicherweise als reell betrachtet und linear nach der Dicke 0 extrapoliert, so kommt man zu

$$\sigma_r = 0,44 \pm 0,06 [10^{24} \text{ cm}^2] . \quad (8)$$

(Der Fehler der Messung bei 1 cm geht mit dem Faktor 2 ein.)

Der Wert $\sigma_r = 0,44 \cdot 10^{-24}$ ist erheblich höher als die früher aus der β -Aktivierung gefundenen. Mit dieser Methode der Aktivitätsmessung sind bisher folgende Werte erhalten worden

<i>Simna u. Yamasaki</i>	$1,5 \cdot 10^{-25}$	(Scient. Pap. of Phys. u. Chem. Res. 38 , 167, 1941)
<i>R. Neal u. Goldhaber</i>	2,5	(Phys. Rev. 59 , 102, 1941)
<i>F. Rasetti</i>	2,1	(Phys. Rev. [58, 869, 1940])
Eig. vorläufige		
Messung	1,3	(Früherer Bericht)
<i>Gehlen</i>	1,4	

Der Unterschied zwischen diesen Zahlen und dem jetzt durch Absorptionsmessung gefundenen Wert kann entweder auf der zusätzlichen Absorption durch eine stets vorhandene Verunreinigung beruhen, oder etwa dadurch erklärt werden, daß vielleicht eine sehr weiche β -Strahlung auftritt, die sich bisher der Beobachtung entzogen hat.⁴

Eine direkte Absorptionsmessung ist auch von *P. Wang*: Zs. f. Phys. **110**, 502, 1938 durchgeführt worden. *Wang* erhielt $\sigma = 1,6 \cdot 10^{-24}$, doch ist in seinen Versuchen nicht scharf zwischen Streuung und Absorption unterschieden, daher kann sein Wert nicht mit den oben genannten verglichen werden; vielmehr gibt dieser Wert wohl eher ein Maß für den Streuquerschnitt.

3. Diskussion der Ergebnisse

a) Die in D₂O ausgelösten Neutronen

Der Vergleich der in einer leeren Al-Kugel vorgenommenen Messungen | mit 9 und ohne Pb-Kugel:

Ohne Pb	Mit Pb
$N_{H_2O}^o = 70,1 \pm 0,8$	$71,2 \pm 0,8$

zeigt zunächst, daß wahrscheinlich im Pb einige Neutronen durch einen (n, 2n) Prozeß erzeugt werden. Ferner lehren die Werte in D₂O:

D ₂ O ohne Pb	D ₂ O mit Pb
$N_{H_2O}^o = 79,0 \pm 0,8$	$77,1 \pm 0,8$,

daß im D₂O Neutronen durch (γ , n) oder (n, 2 n)-Prozesse ausgelöst werden und daß diese Neutronenerzeugung durch die Pb-Schicht um die Strahlenquelle verringert wird. Ohne Pb-Schicht ist die Anzahl der in D₂O erzeugten Neutronen offenbar $79,0 - 70,1 = 8,9$, mit Pb-Schicht $77,1 - 71,2 = 5,9$. Die Absorption der die Neutronen erzeugenden Strahlung in 2 cm Pb scheint also verhältnismäßig gering (Reduktion auf 2/3 des ursprünglichen Wertes), was vielleicht auf einen gewissen Beitrag der (n, 2 n)-Prozesse hindeutet; doch genügt die Genauigkeit unserer Versuche nicht, um einen solchen Schluß sicher zu ziehen.

⁴ Anmerkung nach Abschluß der Arbeit: Nach einem später eingegangenen Bericht erhält Herr *R. Fleischmann* beim Al: Ag-Vergleich mit Neutronen aus diesen Substanzen für $\sigma_r = 0,39 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem obigen aus direkter Absorptionsmessung erhaltenen.

Überträgt man die gefundenen Ergebnisse auf die Schichtenkugel, so wird man erwarten, daß auch im Innern der Schichtenkugel (die ja eine D₂O-Kugel von 12 cm Radius enthält) die gleiche Neutronenerzeugung stattfindet, wie in der D₂O-Kugel. Die neutronenerzeugende Strahlung wird dabei an der Oberfläche dieser Kugel wohl schon so weit abgeklungen sein, daß eine erhebliche Neutronenauslösung durch solche Prozesse in den äußeren Schichten nicht mehr eintritt. Wenn entgegen dieser Erwartung doch die Neutronenerzeugung im D₂O in der Schichtenkugel erheblich größer wäre, als in der D₂O-Kugel, so müßte auch die Verringerung der Neutronenintensität außen durch die Pb-Kugel entsprechend steigen. Das ist nach den Ergebnissen in der

Schichtenkugel	
Ohne Pb	Mit Pb (1,6 cm Pb)
$N_{H_2O} = 72,4 \pm 0,8$	$73,5 \pm 0,95$

- durchaus nicht der Fall. Im Gegenteil scheint sogar die Intensität mit Pb etwas höher als die ohne Pb. Dieses Verhalten ist kaum erklärliech, wahrscheinlich wird es also durch den Meßfehler vorgetäuscht. Jedenfalls findet aber in den äußeren Schichten keine erhebliche Neutronenerzeugung durch (γ , n) oder (n, 2 n)-Prozesse statt. Nach diesen Ergebnissen scheint es das sicherste, einfach den Mittelwert der Ergebnisse mit und ohne Pb zu nehmen und dann die Neutronenmenge um die D₂O-Kugel $\bar{N}_{D_2O} = 78,1 \pm 0,6$ mit der um die Schichtenkugel $\bar{N} = 73,0 \pm 0,6$ zu vergleichen.

b) Die Neutronenproduktion in der Schichtenkugel

Die oben genannten Zahlen zeigen, daß die Schichtenkugel die Neutronenanzahl von 78,1 auf 73,0 verringert, daß sie also entgegen der ursprünglichen Erwartung noch einen positiven Absorptionskoeffizienten besitzt. In der hier vorliegenden Form würde also eine Vergrößerung der Kugel den gewünschten Erfolg nicht erreichen. Es läßt sich aber sagen, daß dieser Mißerfolg auf der störenden Wirkung der Al-Absorption beruht und daß die Schichtenkugel *ohne* Al eine Neutronenvermehrung ergäbe. Da nämlich das Al doch nur eine kleine Störung bewirkt, kann man annehmen, daß die Neutronenverteilung im Innern der Kugel ohne Al ungefähr die gleiche wäre wie mit Al. Man kann dann das Al gewissermaßen mit zum Außenraum zählen und die Frage stellen: Wieviele Neutronen werden im H₂O außen *und* in den Al-Schichten absorbiert. Die Zahl kann man als die von der Maschine ohne Al ausgehende Neutronenmenge ansehen. Dabei ist bekanntlich die Zahl der pro sec absorbierten Neutronen stets dem Produkt aus der vorhandenen Anzahl N und dem Absorptionskoeffizienten v proportional. Für v_{H_2O} wird wie in den früheren Berichten $v_{H_2O} = 3920 \text{ sec}^{-1}$ angenommen, für Al folgt aus Gl. (8) $v_{Al} = 6470 (\pm 880) \text{ sec}^{-1}$. Da die Gesamtmenge der Neutronen im Al zu 6,7 bestimmt wurde, ist zu den im Wasser absorbierten Neutronen $N_{H_2O} = 73,0 \pm 0,6$ noch der Beitrag 6,7 $v_{Al}/v_{H_2O} = 11 \pm 1,5$ zu addieren. Schließlich folgt

$$N_{H_2O + Al} = 84,0 \pm 1,6 . \quad (9)$$

Durch die Schichtenkugel *ohne Al* wird daher die Neutronenzahl von 78,1 auf 84,0 *erhöht*. Die Schichtenkugel hat einen negativen Absorptionskoeffizienten, für den man formal

$$\bar{v} = \frac{78,1 - 84,0}{161,4} \cdot v_{\text{H}_2\text{O}} = -143 \text{ sec}^{-1} \quad (10)$$

berechnet. Allerdings ist der wahre Wert von für eine große Schichtenanordnung dieser Art wahrscheinlich etwas kleiner, da der formal berechnete Wert beim Dazufügen der nächsten D₂O-Schicht sinken, dann beim Dazufügen der nächsten U₃O₈-Schicht wieder etwas steigen würde usw. Jedenfalls aber würde – wenn die früher für den Absorptionskoeffizienten von D₂O gefundenen Werte richtig sind – eine Schichtung dieser Art einen negativen Absorptionskoeffizienten der Größenordnung -100 sec^{-1} besitzen. Das Problem, eine Schichtung mit negativem Absorptionskoeffizienten herzustellen, scheint also gelöst, wenn es gelingt, die Schichtung ohne Al oder anderem störendem Halterungsmaterial herzustellen. 11

c) Berechnung von X und Vergleich mit früheren Messungen

Der angestellte Versuch kann in der gleichen Weise wie frühere ähnliche Experimente zur Bestimmung der Anzahl der Spaltungsneutronen X und der Resonanzefangung $A = \sum (\Gamma/E) / \sigma \cdot 10^{24}$ ausgewertet werden. Die folgende Auswertung weicht von der früher von uns angegebenen erstens durch den höheren Wert des thermischen Absorptionsquerschnitts von U ($\sigma_U = 6,2 \cdot 10^{-24}$ statt $4,5 \cdot 10^{-24}$), zweitens durch eine konsequenterere Berücksichtigung der Neutroneneinfangung (vgl. die Berichte v. *Droste* und *Bothe-Flammersfeld*) ab. Bei einer Berechnung von \bar{v} nach Gl. (10) wird nämlich nicht berücksichtigt, daß die Quelle *schnelle* Neutronen einstrahlt und daß auch hauptsächlich *schnelle* Neutronen die Schichtenkugel nach außen verlassen. Wenn man sich für die Absorption thermischer Neutronen interessiert, muß man daher das nach (10) berechnete \bar{v} noch mit e^{-w} multiplizieren. Das gleiche Resultat erhält man, wenn man einfach in der Neutronenbilanz die in der Schichtenkugel absorbierten thermischen Neutronen mit e^w aufwertet. Der Unterschied dieser Art der Auswertung gegenüber der früheren ist umso kleiner, je kleiner v ist, also in den meisten Fällen sehr gering.

Bei der in unserer Schichtenkugel erreichten Schüttdichte des U₃O₈ von etwa 2,47 wird $v_U = 8010 \text{ sec}^{-1}$. Für die Wahrscheinlichkeit w der Resonanzefangung als Funktion von $A = \sum (\Gamma/E) / \sigma \cdot 10^{24}$ ergibt sich (nach früheren Berichten), wenn die freie Weglänge für Streuung von U-Resonanzneutronen im D₂O gleich 4 cm angesetzt wird:

$$w = 0,057 \cdot A \quad . \quad (11)$$

Mit diesem Wert und den gemessenen Zahlen (1), (5), (9), kommt man zu der folgenden Neutronenbilanz ($v_{\text{H}_2\text{O}} = 3920$; $v_{\text{D}_2\text{O}} = 24,5$; $v_U = 8010$):

$$e^w [116,5 \nu_{D_2O} + 38,3 \nu_U] + 84,0 \cdot \nu_{H_2O} = 78,05 \cdot \nu_{H_2O} + X \cdot 38,2 \nu_U , \quad d.h.$$

$$X = 1,009 \cdot e^{0,057A} + 0,076 . \quad (12)$$

- Diese Gleichung ist in Fig. 8 als Kurve L_{II} eingetragen und mit den aus früheren Versuchen mit Schichtungen folgenden neuberechneten Kurven (Leipziger Versuch L_I mit H_2O und U_3O_8 und die beiden Berliner Schichtungen | mit Paraffin und U_3O_8 , B_I und B_{II}) verglichen. Die neue Kurve schneidet die alten in der Gegend der anderen Schnittpunkte, ist also gut mit den früheren Messungen verträglich. Auch die aus Berücksichtigung aller früheren Messungen von v . *Droste* gewonnenen Werte

$$X = 1,16 \quad \text{und} \quad A = 0,93$$

sind innerhalb der Meßfehler mit der Gleichung (12) verträglich. Gl. (12) gibt für $A = 0,093$ den Wert $X = 1,14$.

Die effektive Diffusionslänge D_{eff} der Schichtung kann aus dem vorliegenden Versuch nicht mit genügender Genauigkeit ermittelt werden; denn die Schichtenkugel ist nicht viel größer als das Gebiet, über das sich die schnellen Ra-Be-Neutronen der Quelle bis zur Verlangsamung ausbreiten. Aus diesem Grunde ist auch eine einigermaßen zuverlässige Angabe über die Mindestgröße einer Maschine mit Energieerzeugung noch nicht möglich. Man kann aber aus dem verhältnismäßig kleinen Wert von \bar{v} in Gl. (10) schließen, daß diese Maschine erheblich größer sein muß, als früher angenommen wurde. Mit D_2O -Mengen der Ordnung 5 to wird man rechnen müssen, selbst wenn der Wert von \bar{v} durch Wahl günstigerer Schichten noch etwas erhöht werden kann. Eine *homogene* Mischung von D_2O und Präp. 38 würde wahrscheinlich überhaupt nicht mehr zur Energieerzeugung benutzt werden können. Der Vergleich der Ergebnisse für v bei dem *Bothe-Flammersfeldschen* Versuch mit homogener H_2O -Präp. 38 Mischung einerseits, den Schichtenanordnungen aus Paraffin und Präp. 38 andererseits hat ja schon gezeigt, daß die Schichtenanordnungen sehr viel günstiger sind als die homogene Mischung. Die hier beschriebene Schichtenanordnung kann durch Erhöhung der U-Menge in den Schichten wahrscheinlich noch verbessert werden, d. h. der Wert von $-\bar{v}$ erhöht werden. Versuche hierüber sind in Vorbereitung.

Zusammenfassung

- Eine Kugel-Schichtenanordnung mit Schichten von 17 cm D_2O , 11 g cm^{-2} U_3O_8 und ca. 2 mm „Rein-Al H 99“ als Trenn- und Halterungsmaterial besitzt einen positiven Absorptionskoeffizienten. Rechnet man jedoch die in Al absorbierten Neutronen den effektiv frei werdenden hinzu, dann wird der mittlere Absorptionskoeffizient der (nun nur aus D_2O und Präp. 38 aufgebaut gedachten) Anordnung negativ und zwar von der Größenordnung -100 sec^{-1} . Das Problem der Halterung der Schichten | muß also in anderer Weise gelöst werden. Die Energieerzeugung wird wahrscheinlich erst mit großen Maschinen (Größenordnung 5 to D_2O) möglich sein, genauere Angaben über die Größe der Maschine können aufgrund der bisherigen Versuche noch nicht gemacht werden.

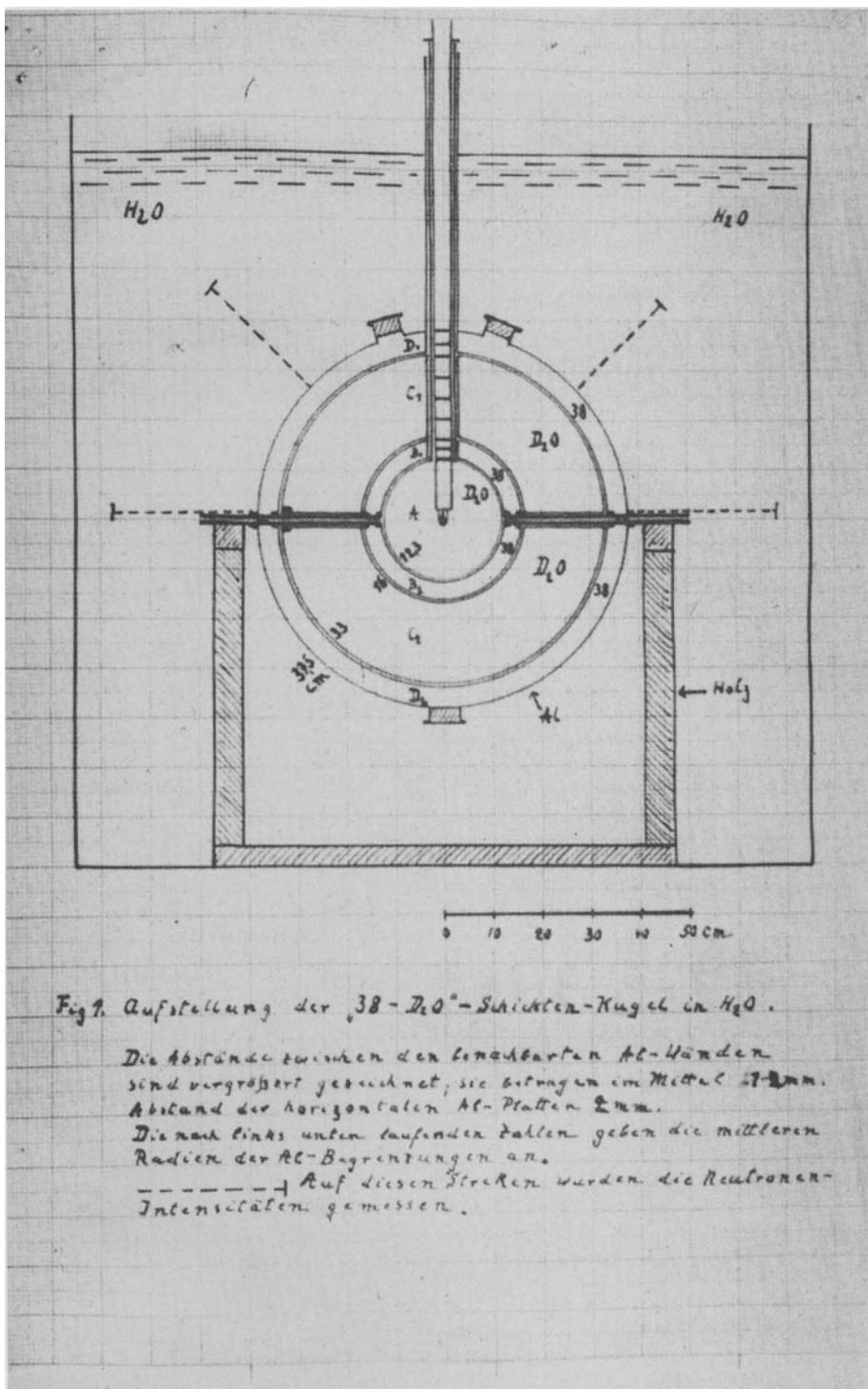


Fig. 7. Aufstellung der „38-D₂O“-Schichten-Kugel in H₂O.

Die Abstände zwischen den konzentrischen Al-Hänen sind vergrößert gezeichnet; sie betragen im Mittel 37 mm.
Abstand der horizontalen Al-Platten 2 mm.

Die nach links unten laufenden Zahlen geben die mittleren Radien der Al-Begrenzungen an.

Auf diesen Strecken wurden die Neutronenintensitäten gemessen.

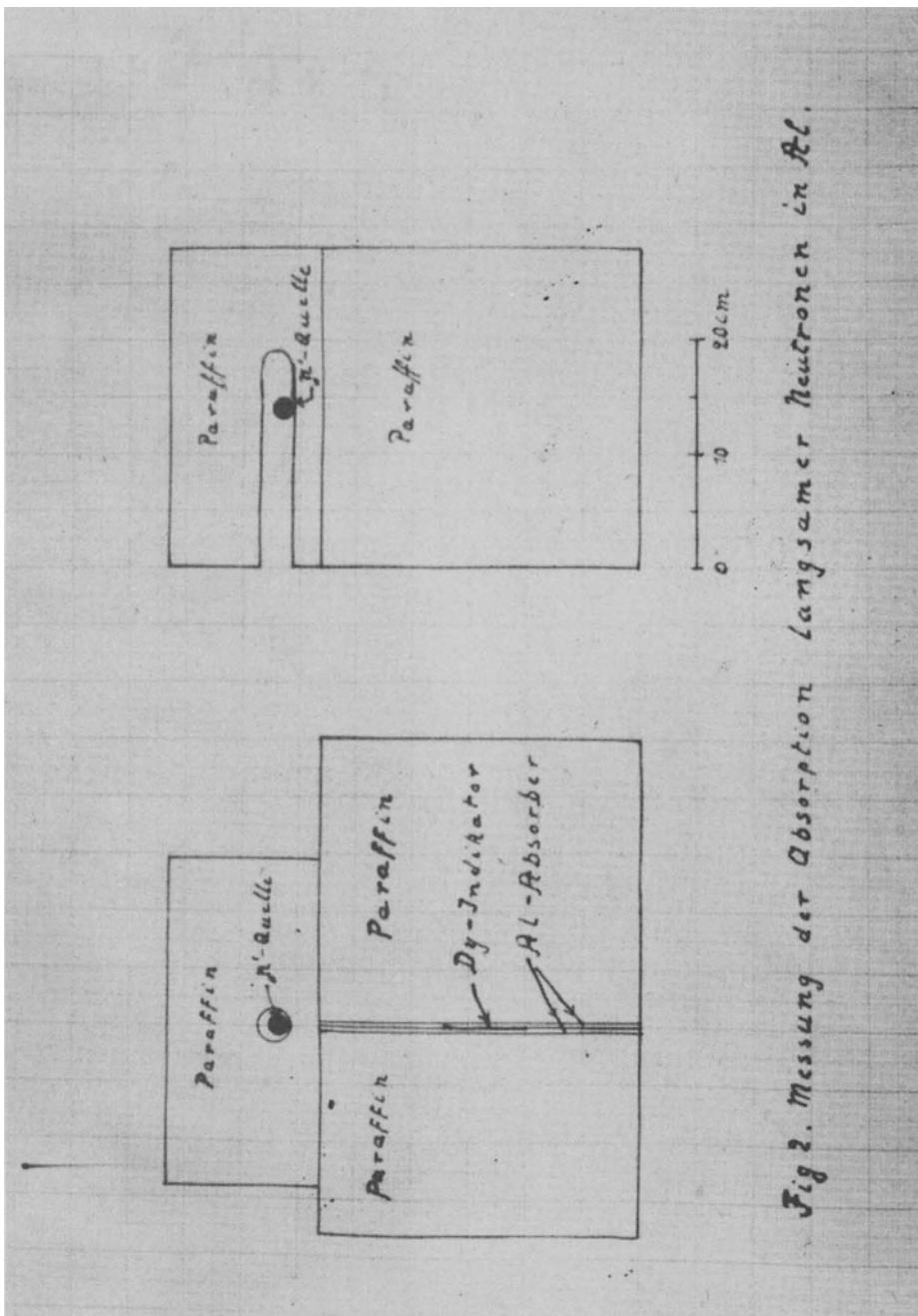
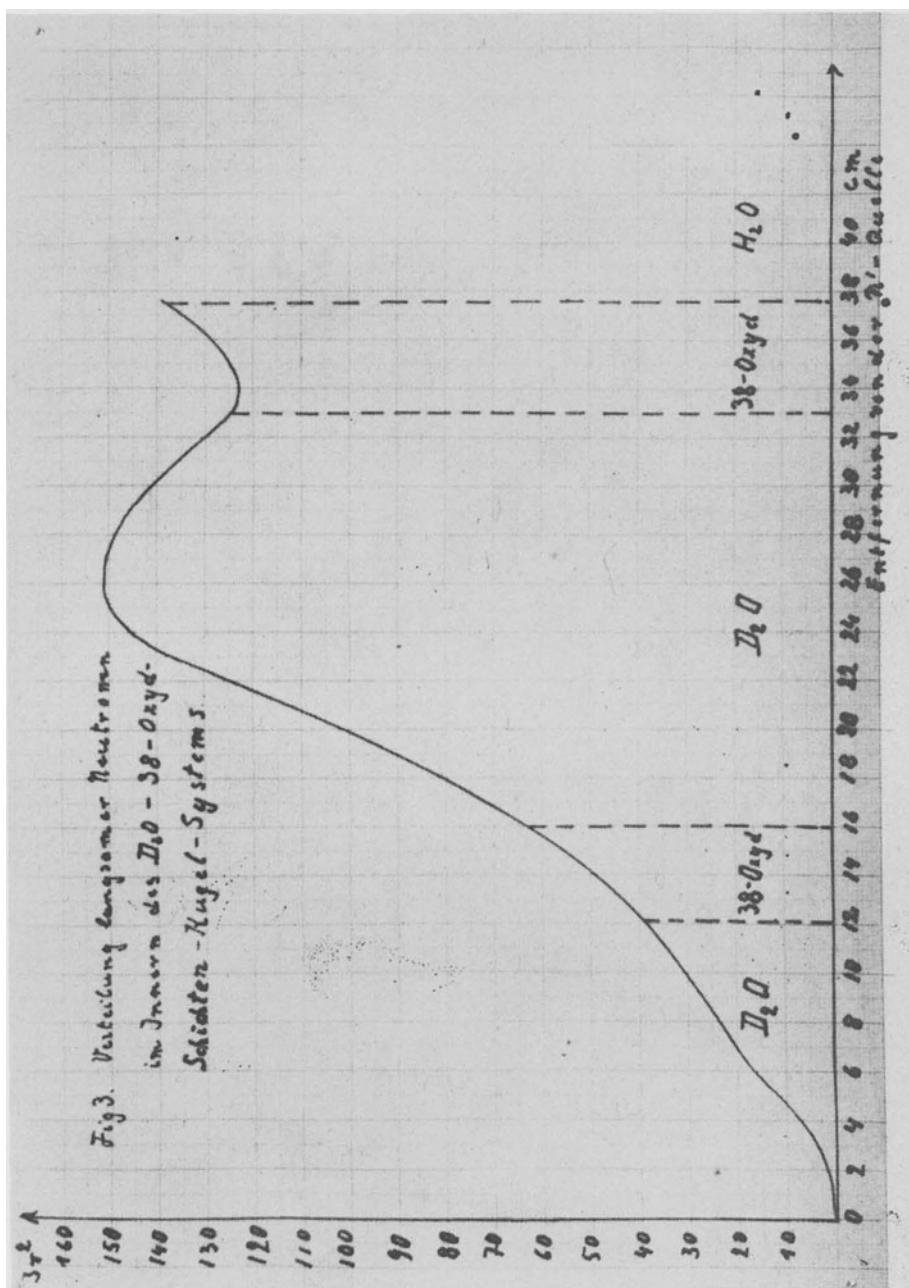
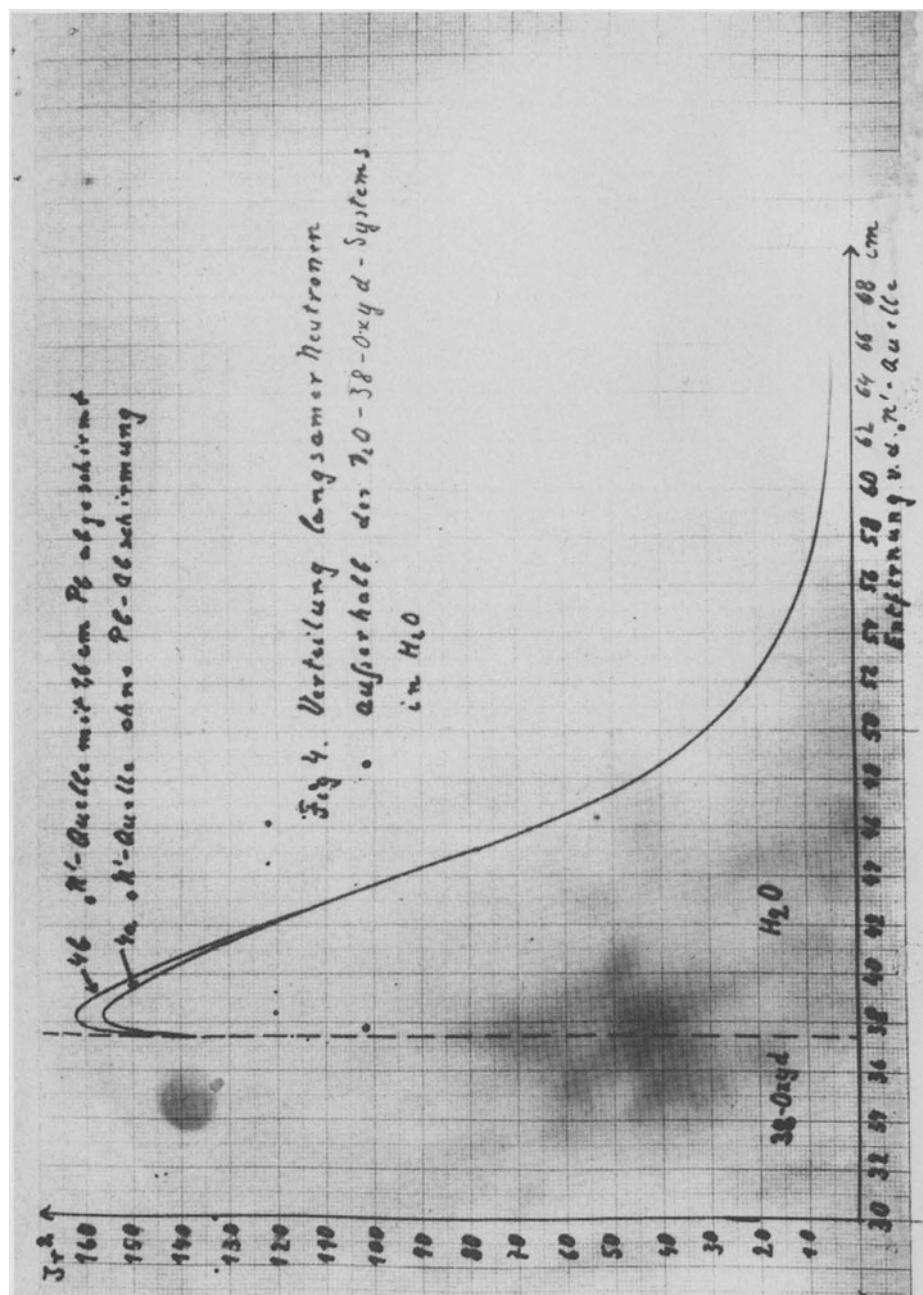
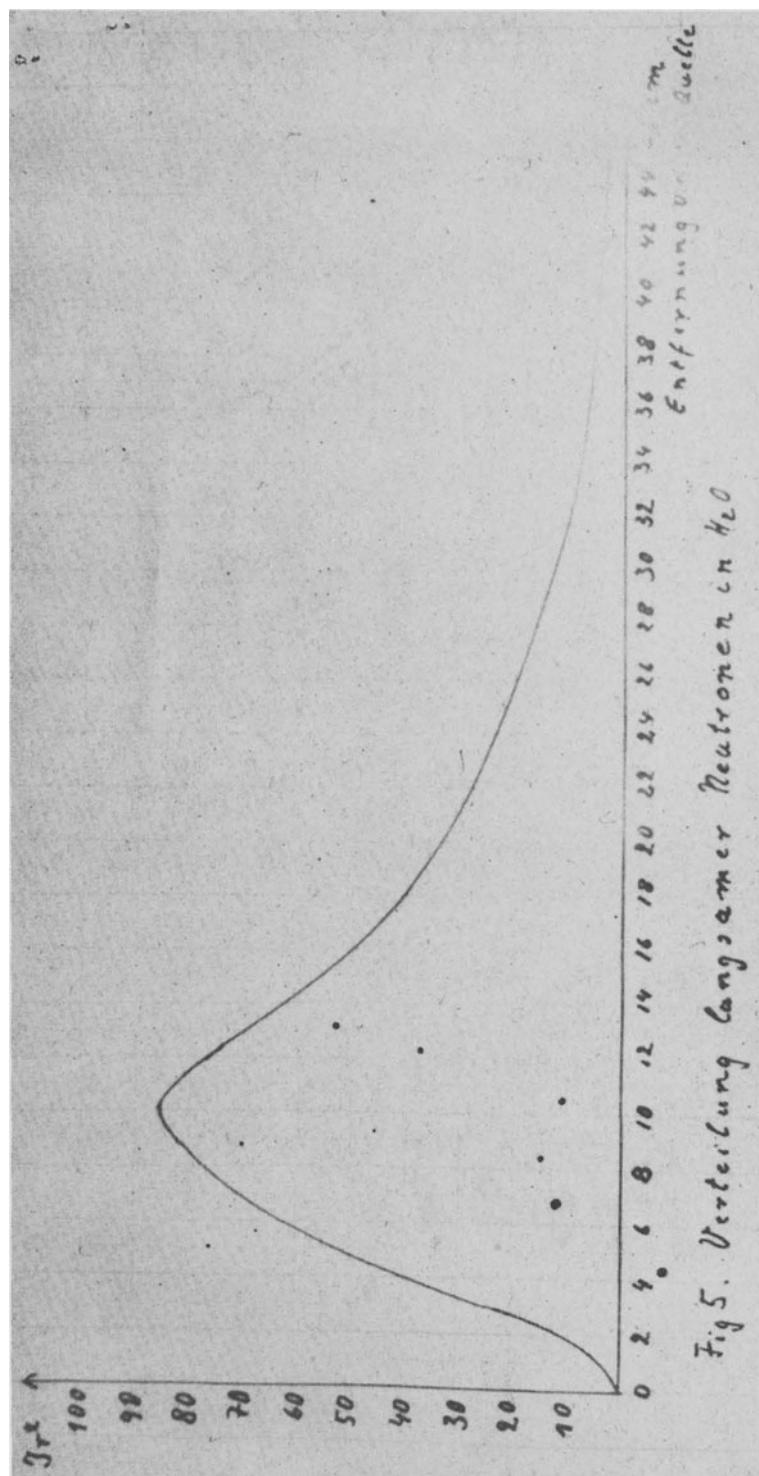
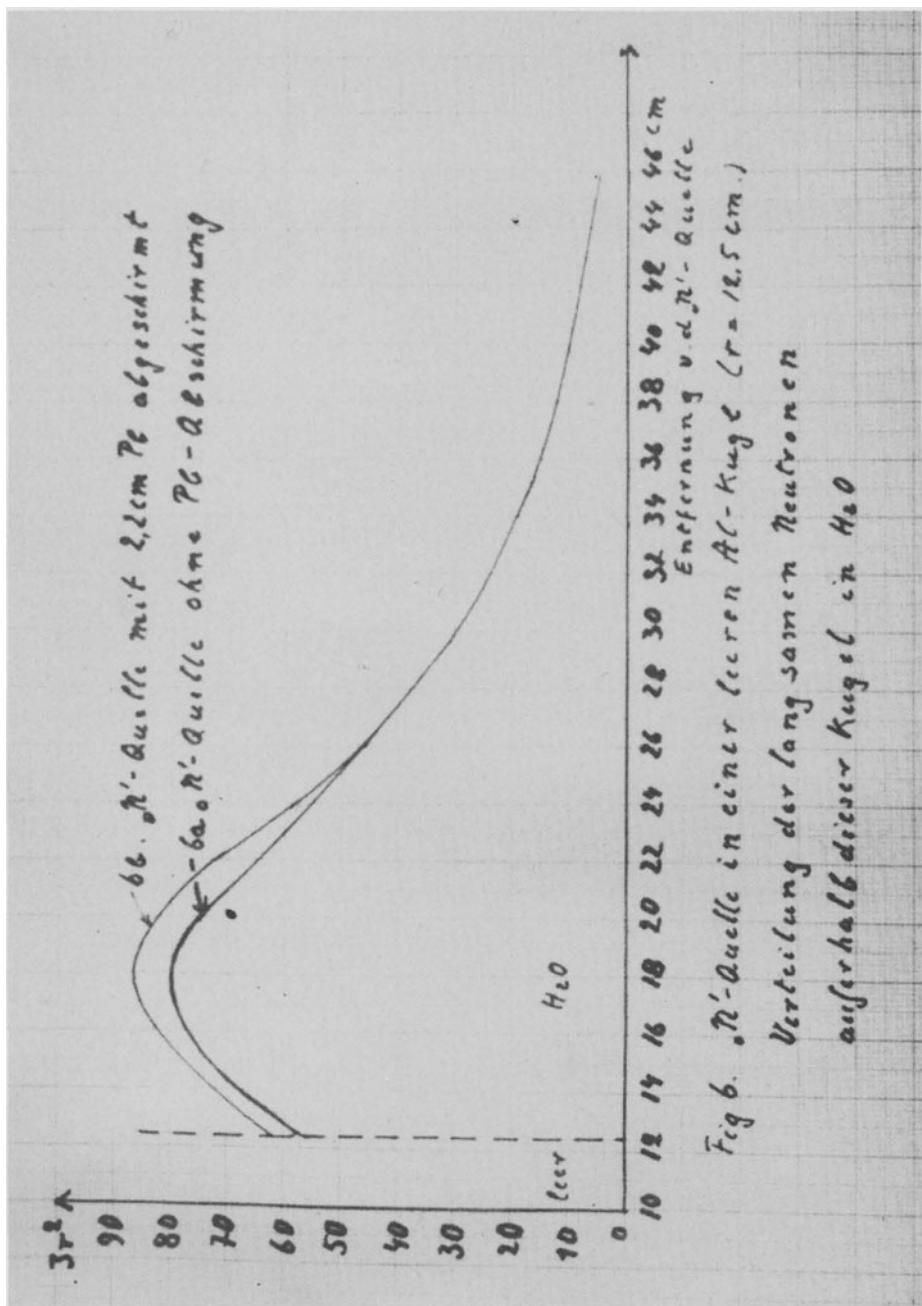


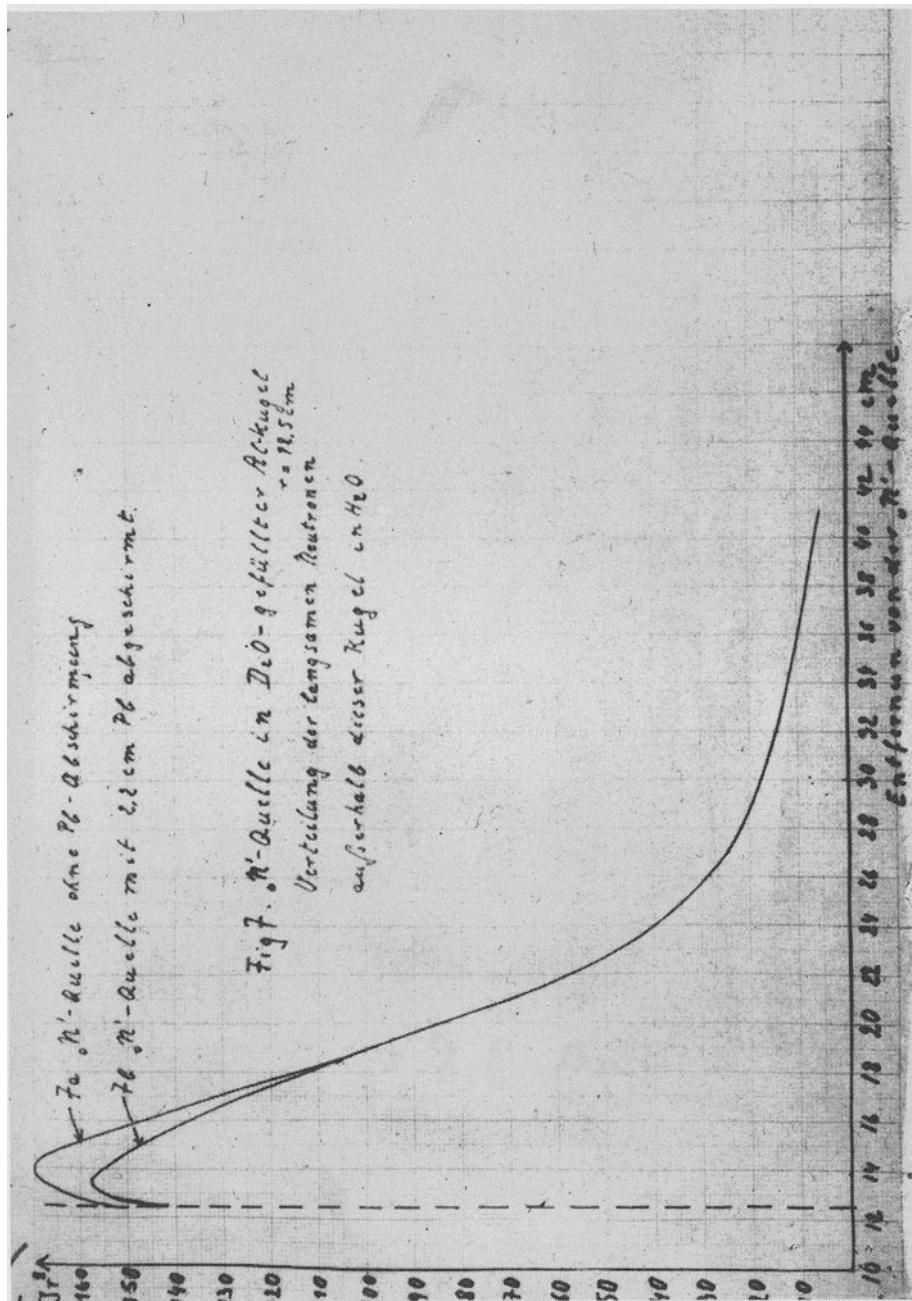
Fig 2. Messung der Absorption langsam er Neutronen in Paraffin.



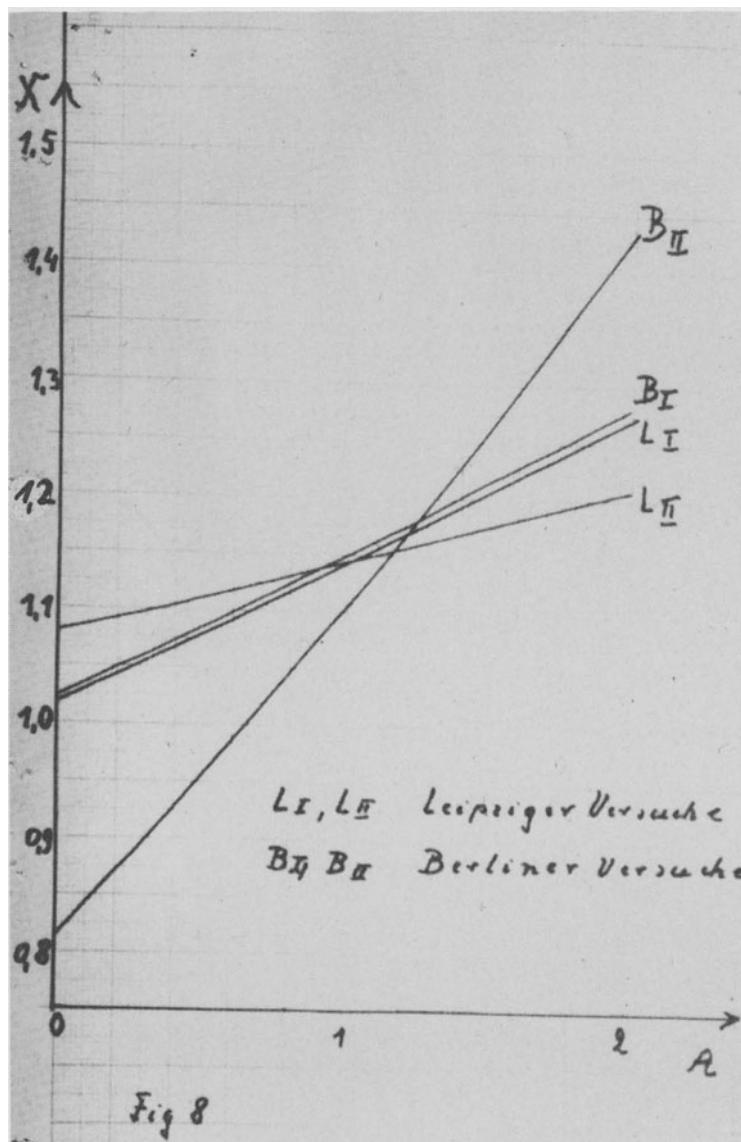


Fig. 5. Verteilung langerwelliger Neutronen in H₂O





21



Über die Möglichkeit der Energieerzeugung mit Hilfe des Isotops 238

Von W. Heisenberg¹

In den bisherigen Berichten wurde stets angenommen, daß die Spaltung des Isotops 238 nicht zur Energiegewinnung ausgenützt werden könnte², da der Spaltungsquerschnitt für schnelle Neutronen sehr viel kleiner ist als der Streuquerschnitt und da die Streuung im allgemeinen unelastisch erfolgen wird, so daß die Neutronen durch unelastische Streuung sehr schnell in einen Energiebereich kommen, in dem sie keine Spaltung hervorrufen können.

Nun hat *Mattauch* bei der letzten Arbeitstagung darauf hingewiesen, daß die mittlere Anzahl der Spaltungsneutronen bei der Spaltung des Isotops 238 vielleicht erheblich größer ist als bei 235. Ferner hat *Döpel*, in Anbetracht der verhältnismäßig ungünstigen Ergebnisse beim Isotop 235, mehrfach die Notwendigkeit betont, die Verhältnisse bei 238 genauer zu untersuchen. Schließlich geben die Versuche von *Bothe* und *Flammersfeld* mit einer Metallkugel (Bericht), sowie unerwartet günstige Ergebnisse mit einer im KWI für Physik in Berlin aufgestellten Schichtenanordnung aus Metall und Paraffin die Veranlassung, das Problem der Spaltung von 238 genauer zu studieren. Dabei sollen sich die folgenden Rechnungen zunächst auf reines U₂₃₈ beziehen, als Metall oder als Oxyd, von der Spaltung des U₂₃₅ werde ganz abgesehen.

1. Die Neutronenbilanz

Nach den Untersuchungen von *Ladenburg*, *Kanner*, *Barschall* und *Van Voorhis*³, deren theoretische Analyse durch *Bohr* und *Wheeler*⁴ und einer neuen experimentellen Arbeit von *Amaldi* und Mitarbeitern⁵ weiß man über die Spaltbarkeit von U₂₃₈ durch schnelle Neutronen etwa folgendes: Der Wirkungsquerschnitt der Spaltung hat in dem ganzen Energiegebiet von 1 bis 10 MeV einen nahezu konstanten Wert von etwa $0,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ($\pm 25\%$). Unterhalb von 0,8 MeV scheint er rasch abzusinken, bei 0,5 MeV beträgt er nur noch einen kleinen Bruchteil (etwa 1/8) des obigen Wertes. Diese Verhältnisse werden wir für die folgenden Rechnungen durch die Annahme idealisieren, der Spaltungsquerschnitt sei Null unterhalb einer kritischen Energie E_{Sp} und habe oberhalb dieser

¹ Undated, but the postscript's reception date is 19 November 1941. (Editor)

² Allerdings hat *Joos* schon zu Anfang der Untersuchungen mit Präp. 38 mehrfach darauf hingewiesen, daß vielleicht auch die Spaltung des Isotops 238 für die Energiegewinnung ausgenützt werden könnte.

³ R. *Ladenburg*, M. H. *Kanner*, H. *Barschall* und C. C. *Van Voorhis*: Phys. Rev. **56**, 168, 1939.

⁴ N. *Bohr* und J. A. *Wheeler*: Phys. Rev. **56**, 426, 1065, 1939.

⁵ M. *Ageno*, E. *Amaldi*, D. *Bocciarelli*, B. N. *Cacciapuoti* und G. C. *Trabacchi*, Phys. Rev. **60**, 67, 1941.

- 2 Energie den konstanten Wert $|\sigma_{Sp} \approx 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Für E_{Sp} wird man etwa $E_{Sp} \approx 0,7 \text{ MeV}$ annehmen können. Dementsprechend teilen wir für eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Effekte die Neutronen in zwei Sorten; solche, deren Energie größer ist als E_{Sp} , ihre Anzahl sei n_+ ; und solche deren Energie kleiner ist als E_{Sp} , ihre Anzahl sei n_- . Wir interessieren uns für die zeitliche Änderung der erstenen, also für das Verhalten von n_+ und zwar zunächst in einer unendlich ausgedehnten homogenen Substanz.

Die zeitliche Änderung von n_+ beruht auf verschiedenen Prozessen. Erstens auf der Spaltung von U_{238} . Bei dem Spaltprozeß entstehen Neutronen sowohl oberhalb wie unterhalb E_{Sp} ; ihre Anzahl pro Spaltprozeß sei X_+ bzw. X_- . Ferner finden Streuprozesse an U_{238} statt. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion eines schnellen Neutrons mit dem U_{238} -Kern sei σ_0 ; er wird sich bei großer Energie des einfallenden Neutrons einfach dem geometrischen Querschnitt πR^2 des U-Kerns nähern. Der Wirkungsquerschnitt für Streuung ist dann $\sigma_0 - \sigma_{Sp}$, denn die Einfangung spielt bei großen Energien kaum eine merkliche Rolle. Von den gestreuten Neutronen hat ein gewisser Bruchteil ξ_U eine Energie unter E_{Sp} , der Bruchteil $1 - \xi_U$ eine Energie oberhalb E_{Sp} . Ferner finden eventuell Streuprozesse an Sauerstoff oder an einer anderen Bremssubstanz statt. Der Streuquerschnitt für die Kerne der Bremssubstanz sei σ_s , der Bruchteil der gestreuten Neutronen unter E_{Sp} sei ξ_s . Bezeichnet man noch mit N_U , N_s die Anzahl der Atome U_{238} bzw. Streusubstanz pro cm^3 , mit v_+ die mittlere Geschwindigkeit der n_+ -Neutronen, so erhält man für die zeitliche Änderung von n_+ :

$$\frac{dn_+}{dt} = v_+ n_+ \{ \sigma_{Sp} N_U \cdot (X_+ - 1) - (\sigma_0 - \sigma_{Sp}) N_U \cdot \xi_U - \sigma_s N_s \xi_s \} + q_+ . \quad (1)$$

q_+ bedeutet die durch irgendein Neutronenpräparat gegebene Quellstärke der n_+ -Neutronen. Entsprechend gilt für die Neutronen unterhalb E_{Sp} :

$$\frac{dn_-}{dt} = v_+ n_+ \{ \sigma_{Sp} N_U X_- + (\sigma_0 - \sigma_{Sp}) N_U \cdot \xi_U + \sigma_s N_s \xi_s \} + q_- - n_- v_- . \quad (2)$$

Der letzte Term $n_- v_-$ soll alle Absorptionsprozesse umfassen, die schließlich die immer weiter verlangsamten n_- -Neutronen zum Verschwinden bringen.

- Aus Gl. (1) erkennt man, daß nur dann eine spontane Energieerzeugung mit Hilfe des 238 Spaltprozesses möglich ist, wenn das erste Glied | der rechten Seite positiv ist, d. h. wenn

$$X_+ > 1 + \frac{\sigma_0 - \sigma_{Sp}}{\sigma_{Sp}} \xi_U + \frac{\sigma_s N_s}{\sigma_{Sp} N_U} \xi_s . \quad (3)$$

Die Abschätzung der einzelnen Ausdrücke wird in Abs[chnitt] 2 durchgeführt. Aus dem letzten Glied von (3) kann man schließen, daß jede Streusubstanz die Aussicht auf Energieerzeugung durch die 238 -Spaltung herabsetzt, was ja auch anschaulich sofort einleuchtet. Reines 238 -Metall bietet also am ehesten Aussicht auf Ausnutzung des 238 -Spaltprozesses.

Auch wenn die Gl. (3) nicht erfüllt ist, tritt eine gewisse Vermehrung der einstrahlten Neutronen durch den Spaltprozeß ein. Die dem stationären Betrieb entsprechende Lösung von (1) und (2) lautet:

$$n_+ = \frac{q_+}{v_+ [\sigma_s N_s \xi_s + (\sigma_0 - \sigma_{Sp}) N_U \xi_U - \sigma_{Sp} N_U (X_+ - 1)]},$$

$$n_- = \frac{1}{v_-} \left\{ q_- + q_+ \left[1 + \frac{\sigma_{Sp} N_U (X_- + X_+ - 1)}{(\sigma_0 - \sigma_{Sp}) N_U \xi_U + \sigma_s N_s \xi_s - \sigma_{Sp} N_U (X_+ - 1)} \right] \right\}. \quad (4)$$

Die zweite Gleichung zeigt, daß die von der Quelle kommenden Neutronen einer Energie $> E_{Sp}$ um einen bestimmten Betrag durch den Spaltprozeß vermehrt werden. Wir nennen den Faktor von q_+ den Vermehrungsfaktor und bezeichnen ihn mit Y_+ . Dieser Faktor ist umso größer, je weniger Bremssubstanz vorhanden ist, am größten also jedenfalls für reines U-Metall. Über die Wirkung dieser Vermehrung in den üblichen Schichtenanordnungen wird später (Abs. 4b und c) die Rede sein. Zunächst soll die Größe der einzelnen Ausdrücke in (3) und (4) abgeschätzt werden.

2. Die Werte der eingehenden Konstanten

Der Wert $\sigma_{Sp} \approx 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ wurde oben bereits erwähnt; er ist nach Angaben der betreffenden Autoren etwa um 25% unsicher. Für die Größe σ_0 setzen *Bohr* und *Wheeler* einfach den Wert $R^2 \pi \approx 2,5 \cdot 10^{-24}$, der wohl für hohe Energien einigermaßen richtig sein dürfte. Auch eine theoretische Überlegung von *Bohr* und *Wheeler* führt zu dem Verhältnis $(\sigma_0 - \sigma_{Sp})/\sigma_{Sp} = 4$. Diesen Abschätzungen steht aber die Tatsache entgegen, daß *Dunning, Pegram, Fink* und *Mitchell* bei anderen schweren Elementen für schnelle Neutronen stets höhere Wirkungsquerschnitte von der Ordnung $6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ gefunden haben⁶. Der Streuquerschnitt im thermischen Gebiet liegt sogar wohl höher als $10 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Es muß daher als fraglich angesehen werden, ob in dem hier interessierenden Energiegebiet 0,7 bis 3 MeV ein so niedriger Wert für σ_0 angenommen werden darf. Wir werden für die folgenden Rechnungen voraussetzen, daß die Zahl $(\sigma_0 - \sigma_{Sp})/\sigma_{Sp}$ zwischen 4 und 10 liegt und werden diese Grenzfälle gesondert betrachten; der Wert 10 scheint uns wahrscheinlicher.

Die Berechnung des für die unelastische Streuung charakteristischen Bruchteils ξ_U , dessen Neutronen nach dem Stoß weniger Energie als E_{Sp} haben, kann nach den üblichen Vorstellungen der „Kernverdampfung“ erfolgen. Wenn ein Neutron einer Energie zwischen 0,7 und 3 MeV im ^{238}U -Kern vorübergehend eingefangen wird, so entsteht ein angeregter Kern ^{239}U von einer Anregungsenergie von 6 bis 8 MeV (die Bindungsenergie des Neutrons kann nach *Bohr-Wheeler* zu 5,2 MeV angenommen werden). Dieser Anregungsenergie entspricht nach *Bethe*⁷ eine Temperatur von $\tau = 0,85$ bis 1 MeV.

⁶ Vgl. auch die neueren Messungen von *H. Aoki*: Phys. Rev. **55**, 795 (1939). Aoki findet für Pb und Bi Werte zwischen 5 und $6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

⁷ *H. A. Bethe*: Rev. mod. Phys. **9**, 69, 1937; Gl. 329.

Nach der Theorie von *Weisskopf*⁸ kann man dann annehmen, daß die Energieverteilung der gestreuten Neutronen durch ein Gesetz der Form

$$w(E) dE = \text{const. } E e^{-E/\tau} dE \quad (5)$$

angenähert werden kann. Allerdings kann dieses Gesetz nur für kleine Energien richtig sein, da ja jedenfalls die Energie des gestreuten Neutrons nicht höher sein kann als die des einfallenden. In Wirklichkeit ist das Spektrum der Neutronen auch nicht kontinuierlich, sondern besteht aus einzelnen Linien, die den verschiedenen stationären Zuständen des Endkernes entsprechen. Im Gebiet kleiner Energien liegen die Linien sehr dicht, dort wird man das Spektrum gut durch (5) annähern können; im Gebiet hoher Energien, d. h. in der Nähe der Energie des einfallenden Neutrons, wird sozusagen das ganze kontinuierliche Spektrum (5) auf einzelne Linien zusammengeschoben. Die Berechnung der in das Gebiet $\tau < 0,7 \text{ MeV}$ eingestreuten Neutronen nach der *Weisskopfschen* Formel ist also nur für größere Energien der einfallenden Neutronen zulässig. Wir setzen, um jedenfalls ξ_U nicht zu unterschätzen, $\tau = 0,85$ und erhalten hier:

$$\xi_U = \frac{\int_0^{0,7} dE E e^{-E/\tau}}{\int_0^{\infty} dE E e^{-E/\tau}} \approx 0,20 . \quad (6)$$

- 5 Für Energien des einfallenden Neutrons dicht oberhalb von E_{Sp} ist die Berechnung von ξ_U identisch mit der Berechnung des Verhältnisses von unelastischer zu elastischer Streuung, und dieses Verhältnis hängt für so niedrige Energien ganz von den speziellen Eigenschaften des Restkerns U_{238} , von der Lage und den Wellenfunktionen der tiefsten Zustände dieses Kerns ab. Im Gebiet zwischen 0 und, sagen wir, 0,8 MeV liegen wahrscheinlich nur wenige angeregte Zustände. Denn der Kern U_{238} ist als Kern gerader Protonen- und Neutronenzahl ein abgeschlossenes Gebilde; die erste Anregungsstufe liegt daher wahrscheinlich schon ziemlich hoch. Beim Ra C'-Kern z. B., der ebenfalls eine gerade Zahl von Protonen und Neutronen besitzt, liegt die erste Anregungsstufe wahrscheinlich bei 0,6 MeV (*C. D. Ellis*: Report to the Int. Congress of Physics, London 1934). Aus diesem Grunde muß man mit der Möglichkeit rechnen, daß für niedrige Energien (in der Gegend 0,8 MeV) die elastische Streuung die unelastische erheblich überwiegt, eine begründete Angabe über das Verhältnis kann aber von der Theorie aus nicht gemacht werden. Wir werden versuchsweise den Wert (6): $\xi_U = 0,2$ für das ganze Spektrum annehmen, um wenigstens zu einer groben Abschätzung des zweiten Gliedes in (3) zu kommen.

Den dritten Ausdruck auf der rechten Seite von (3) wollen wir für das Oxyd und für die Beimischung von H oder D als Bremssubstanz abschätzen. Für Sauerstoff wird man σ_s nach den Rechnungen von *Aoki* (l. c.) und *Zinn* und *Seely*⁹ in dem Energiegebiet zwischen 0,7 und 3 MeV zu etwa $1,25$ bis $2 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ an-

⁸ *V. Weisskopf*: Phys. Rev. **52**, 295, 1937.

⁹ *W. H. Zinn*, *S. Seely* und *V. W. Cohen*: Phys. Rev. **56**, 260, 1939.

setzen können. Zur Berechnung von ξ_s braucht man das Spektrum der n_+ -Neutronen. Dieses Spektrum wird von dem der Spaltungsneutronen etwas abweichen, die unelastische Streuung wird zu einer Verschiebung nach kleineren Energien führen. Das Spektrum der Spaltungsneutronen von U_{238} ist unbekannt, man kann aber zum Vergleich das von U_{235} heranziehen. Das letztere fällt nach *Kirchner* (Bericht) oberhalb von 0,7 MeV etwa wie $e^{-E/1 \text{ MeV}}$ ab. Für die hier angestrebt grobe Abschätzung soll das Spektrum der n_+ -Neutronen von der Form $e^{-E/0,8 \text{ MeV}}$ angenommen werden.

Nach dem Stoß eines Neutrons der Energie E mit dem O-Kern nimmt das Neutron alle Energien zwischen E und $(15/17)^2 E$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit an. Die Wahrscheinlichkeit, daß es nach dem Stoß eine Energie $< E_{Sp}$ hat, ist also für $E > (17/15)^2 E_{Sp}$ Null, für $E_{Sp} \leq E \leq (17/15)^2 E_{Sp}$ ist sie

$$\frac{E_{Sp} - (15/17)^2 E}{E - (15/17)^2 E} . \quad 6$$

Man erhält also für $E_{Sp} = 0,7$:

$$\xi_s = \frac{\int_{E_{Sp}}^{(17/15)^2 E_{Sp}} \frac{E_{Sp} - (15/17)^2 E}{E[1 - (15/17)^2]} e^{-E/0.8} dE}{\int_{E_{Sp}}^{\infty} e^{-E/0.8} dE} = 0,11 . \quad 7$$

Für Wasserstoff und Deuterium sind die entsprechenden Zahlen:

$$\text{Für H: } \sigma_s \approx 4 \cdot 10^{-24}, \xi_s = 0,58; \text{ für D: } \sigma_s = 2,5 \cdot 10^{-24}, \xi_s = 0,52 . \quad 8$$

3. Die Möglichkeit der Energieerzeugung aus der 238-Spaltung

Die angenommenen Werte für die Konstanten können jetzt zur Diskussion der in Abs. 1 gewonnenen Formeln verwendet werden. Wir besprechen zunächst die Verhältnisse in reinem U-Metall.

Für U-Metall bleiben auf der rechten Seite von (3) nur die ersten zwei Glieder stehen. Der Wert des zweiten Gliedes liegt nach Abs. 2, Gl. (6) etwa zwischen 0,8 und 2,0 und wahrscheinlich näher an dem letzteren Wert. Eine spontane Energieerzeugung durch den Spaltprozeß von U_{238} wäre also möglich, wenn

$$X_+ > 3 \quad 9$$

wäre, eventuell schon für etwas kleinere Werte von X_+ . Bei der Spaltung von $U_{235} + n$ ist, wie die Versuche des vergangenen Jahres gezeigt haben, $X_+ + X_- \approx 2$ (es handelt sich hier um die Anzahl der Spaltungsneutronen pro Spaltprozeß, nicht pro eingefangenes thermisches Neutron). Nach den Versuchen von *Kirchner* (Bericht) kann man $X_+ \approx 1,4$, $X_- \approx 0,6$ abschätzen.

Wenn die Spaltung von $U_{238} + n$, wie *Mattauch* annimmt, unter Angabe einer erheblich größeren Anzahl von Neutronen erfolgt, so wäre die Erfüllung von (9)

nicht unmöglich, d. h. dann könnte spontane Energieerzeugung eintreten. Aber selbst wenn dies nicht der Fall ist, so erkennt man aus Gl. (4), daß die Spaltung jedenfalls eine erhebliche Vermehrung der q_+ -Neutronen bewirkt. Nehmen wir z. B. an – was vielleicht nicht zu günstig ist –, daß die Anzahl der Spaltneutronen gegeben ist durch $X_- = 1$, $X_+ = 2$, so ergäbe sich für den Vermehrungsfaktor Y_+ von q_+ in Gl. (4):

$$Y_+ = 1 + \frac{2}{10 \cdot 0,2 - 1} = 3 . \quad (10)$$

- 7 Für die wohl zu ungünstige Annahme $X_- = 0,5$, $X_+ = 1,5$ wäre der gleiche Faktor

$$Y_+ = 1,7 .$$

Man kann daraus schließen, daß in einer unendlichen 38-Metallmenge die Anzahl der eingestrahlten Neutronen oberhalb 0,7 MeV durch den 238-Spaltprozeß wohl mindestens verdoppelt wird.

Für das Oxyd U_3O_8 sind die Verhältnisse ungünstiger. Der Wert des dritten Gliedes in Gl. (3) liegt nach Abs. 2, Gl. (7) etwa zwischen 0,5 und 0,9; wir legen für die folgenden Rechnungen auch hier den größeren Wert zu Grunde.

Man kommt also für die spontane Energieerzeugung durch 238-Spaltung auf die Bedingung, daß X_+ jedenfalls > 4 sein müßte. Für den Vermehrungsfaktor erhält man dann bei plausibleren Annahmen:

$$\begin{aligned} \text{für } X_- = 1, \quad X_+ = 2 : \quad Y_+ &= 1,9 \\ \text{für } X_- = 0,5, \quad X_+ = 1,5 : \quad Y_+ &= 1,4 . \end{aligned} \quad (11)$$

Der Vermehrungsfaktor ist also für Oxyd wesentlich geringer als für Metall, übersteigt aber wahrscheinlich immer noch den Wert 1,5.

Schließlich wird durch die Beimischung von H oder D auch nur in geringer Menge die Vermehrung weiter stark herabgesetzt. Wenn man 1 H-Atom bzw. D-Atom pro U-Atom zusetzt, wird das auf diese Störung bezügliche letzte Glied in Gl. (3) 4,6 bzw. 2,7. Für Oxyd mit dieser Beimischung erhält man also:

$$\begin{array}{lll} \text{H} & \text{D} \\ \text{für } X_- = 1, \quad X_+ = 2 : \quad Y_+ & = 1,3 & 1,4 \\ \text{für } X_- = 0,5, \quad X_+ = 1,5 : \quad Y_+ & = 1,14 & 1,2 . \end{array} \quad (12)$$

Immerhin handelt es sich auch hier um Korrekturen, die die Auswertung der bisher angestellten Experimente etwas verändern.

4. Anwendung auf die bisher durchgeföhrten Experimente

a) *Bothe* und *Flammersfeld* (Bericht) haben die Vermehrung der schnellen Neutronen in einer U-Metallkugel von 9,4 cm Radius und der Dichte 11 untersucht und eine Vermehrung um den Faktor $Y = 1,27$ gefunden. Allerdings kann

diese Vermehrung zu einem gewissen Bruchteil auf einem durch die (Ra + Be) Neutronen hervorgerufenen ($n, 2n$)-Prozeß beruhen; auch ist das Verhältnis q_+/q_- für die (Ra + Be)-Neutronen nicht ganz bekannt, daher entstehen beim Vergleich des genannten Vermehrungsfaktors mit der hier besprochenen Theorie Schwierigkeiten. Trotzdem ist es nützlich, den Einfluß der 238-Spaltung in diesem Versuch abzuschätzen.

Die räumliche Verteilung der schnellen Neutronen in der Kugel kann durch die übliche Diffusionsgleichung beschrieben werden. Wir legen für die folgende Berechnung den Wert $\sigma_0 = 5,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ zu Grunde. In der Diffusionsgleichung muß dann der Streuquerschnitt ersetzt werden durch den Ausdruck

$$(\sigma_0 - \sigma_{Sp}) \cdot 0,8 + \sigma_{Sp} \cdot X_+ , \quad (13)$$

für die Summe von Streu- und Absorptionsquerschnitt steht einfach σ_0 . Setzt man $X_+ = 2$, so gilt für die freie Weglänge für Streuung:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= 7,2 \text{ cm} , \\ \text{für Absorption} \quad \lambda_{abs} &= 79,2 \text{ cm} , \\ \text{also für die Diffusionslänge } l &= 13,6 \text{ cm} . \end{aligned} \quad (14)$$

Als Grenzbedingung an der Kugeloberfläche kann man näherungsweise ansetzen, daß die schnellsten Neutronen, die die Kugel verlassen, nicht mehr als schnelle Neutronen (Energie $> 0,7 \text{ MeV}$) in sie zurückkehren; die Kugeloberfläche wirkt also als völlig absorzierende Schicht. In diesem Falle stellt sich in der Kugel eine Dichteverteilung ein, die, nach außen extrapoliert, im Abstand $\lambda_s/\sqrt{3}$ von der Kugeloberfläche, also bei $R' = 9,4 + 7,2/\sqrt{3} = 13,6 \text{ cm}$ verschwinden würde. Die Dichteverteilung um eine Punktquelle q_+ wird also:

$$\varrho_+ = q_+ \left(\cosh \frac{r}{l} - \sinh \frac{r}{l} \operatorname{ctgh} \frac{R'}{l} \right) / 4\pi D r \quad (15)$$

($D = v_+ \lambda_s / 3$). Die Gesamtmenge in der Kugel vom Radius $R = 9,4 \text{ cm}$ wird

$$n_+ = 4 \int_0^R r^2 dr \varrho_+ = 0,157 q_+ l^2 / D . \quad (16)$$

Die Anzahl der pro sec erzeugten Spaltungsneutronen ist also

$$(q_+ l^2 / D) \cdot 0,157 \cdot N_U \cdot \sigma_{Sp} \cdot v_+ (X - 1) = q_+ \cdot 0,17 \cdot (X - 1) . \quad (17)$$

Setzt man, entsprechend den schon früher gemachten Annahmen $X_+ = 2$, $X_- = 1$, so folgt für den Vermehrungsfaktor

$$Y = 1,34 . \quad (18)$$

Dieser Wert paßt gut zu dem von *Bothe* und *Flammersfeld* beobachteten Wert $Y = 1,27$, der sich auf die Gesamtvermehrung für $q_+ + q_-$ bezieht und dementsprechend etwas kleiner sein muß. Man kann aus dieser Übereinstimmung schlie-

ßen, daß X jedenfalls nicht erheblich größer sein kann als 3 (also X_+ nicht viel größer als 2), daß also die spontane Energieerzeugung mit der Spaltung von 238 wahrscheinlich *nicht* möglich ist. Die endgültige Entscheidung dieser Frage kann nur durch Versuche mit einer größeren Metallmenge herbeigeführt werden. Kleinere Werte von X_+ , z.B. $X_+ = 1,5$, $X_- = 0,5$ sind mit dem Ergebnis $Y = 1,27$ durchaus verträglich, da diese Vermehrung ja vom ($n, 2n$)-Prozeß herrühren kann.

b) Der Einfluß der 238-Spaltung in den bisherigen Schichtenanordnungen läßt sich in hinreichender Näherung dadurch abschätzen, daß man die Schichtung als homogene Mischung betrachtet. Denn die Schichtdicken waren bei den bisherigen Versuchen meist kleiner als die mittlere freie Weglänge λ_s für Streuung der schnellen Neutronen. Nur bei den Versuchen mit D_2O liegen die Verhältnisse etwas anders, worüber in Abs. 4c noch gesprochen werden wird.

Bei drei Versuchen (Berlin I: $U_3O_8 +$ Paraffin, Leipzig I: $U_3O_8 +$ Wasser, Berlin III: U-Metall + Paraffin) waren ungefähr dreimal so viele H-Atome wie U-Atome in der Mischung. Der Einfluß eines C-Atoms ist nach den vorliegenden Daten wahrscheinlich ein wenig größer als der eines O-Atoms, doch soll dieser Unterschied vernachlässigt werden. Für den Vermehrungsfaktor Y_+ in diesen Schichtenmaschinen erhält man dann:

$$\begin{array}{llll} & B_I & L_I & B_{II} \\ \text{Für } X_+ = 2, & X_- = 1 : & Y_+ = 1,125 & 1,095 \quad 1,303 \\ X_+ = 1,5, & X_- = 0,5 : & Y_+ = 1,065 & 1,048 \quad 1,14 . \end{array}$$

Die dritte Reihe enthält den Vermehrungsfaktor für die zweite Berliner Schichtung mit 1 cm Paraffin und $40 \text{ cm}^2 U_3O_8$.

c) Bei der Schichtungen mit 17 cm D_2O , 11 g/cm² U_3O_8 kann man den Vermehrungsfaktor nicht mehr so einfach berechnen, da die D_2O -Schichten nicht mehr klein sind im Verhältnis zur mittleren freien Weglänge. Wir schätzen ihn in folgender Weise ab: Die mittlere freie Weglänge für Streuung und Spaltung zusammen im Metall bzw. Oxyd sei λ . Die mittlere Wahrscheinlichkeit w dafür, daß ein irgendwo in der Schicht erzeugtes n_+ -Neutron auch in der Schicht der Dicke d einen Streu- oder Spaltungsprozeß hervorruft, ist dann

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{d} \int_0^d dx \int_0^1 d\zeta (1 - e^{-x/\zeta\lambda}) \\ &= 1 - \frac{1}{2} e^{d/\lambda} - \frac{1}{2} \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) + \frac{1}{2} \frac{d}{\lambda} \int_{d/\lambda}^{\infty} \frac{dx}{x} e^{-x} . \end{aligned} \quad (19)$$

10 Für $d \ll \lambda$ wird daraus:

$$w = \frac{d}{2\lambda} \left(\frac{3}{2} + \lg \frac{\lambda}{\gamma d} \right) , \quad (20)$$

wobei $\gamma = 1,781$.

Die gestreuten und bei der Spaltung entstandenen Neutronen gehören nun zu einem gewissen Teil in das Energiegebiet unter 0,7 MeV und fallen für weitere Vermehrung aus, zum anderen Teil erfahren sie das gleiche Schicksal, wie die in der Schicht erzeugten Neutronen usw. Die in D_2O abgewanderten Neutronen können für die weitere Vermehrung als verloren gelten; die Wahrscheinlichkeit, daß sie in die U-Schicht zurückkehren (die Albedo) ist gering und möge hier vernachlässigt werden.

Für 11 g/cm³ U-Metall wird $d = 1$ cm, $d/\lambda = 0,153$, $w = 0,214$. Wegen $\sigma_0 = 5,5 \cdot 10^{-24}$ cm², $\sigma_{Sp} = 0,5 \cdot 10^{-24}$ [cm²], $\zeta_U = 0,2$ erhält man dann für $X_+ = 2$ als mittlere Anzahl der Spaltungsprozesse pro in der Schicht beginnendes Neutron:

$$\frac{1}{11} \cdot 0,214 [1 + \frac{10}{11} \cdot 0,214 + (\frac{10}{11} \cdot 0,214)^2 + \dots] = 0,0242 .$$

Der Vermehrungsfaktor wird daher für $X_+ = 2$, $X_- = 1$: $Y_+ = 1,048$. Durch die Albedo von D_2O wird Y_+ noch etwas erhöht; wir setzen diesen Effekt zu etwa 10% an und erhalten schließlich:

$$Y_+ = 1,058 . \quad (21)$$

Die entsprechende Rechnung für das Oxyd ergibt:

$$Y_+ = 1,042 . \quad (22)$$

Aus der Vermehrung Y_+ der Neutronen von mehr als 0,7 MeV kann man mit dem Verhältnis X_+/X_- auch sofort die Vermehrung Y bezogen auf alle schnellen Neutronen berechnen. Man erhält für Y :

	B_I Oxyd + Par.	B_{II} Oxyd + Par.	L_I Oxyd + Wasser	L_{II} Oxyd + D_2O
$X_- = 1, X_+ = 2$	1,083	1,202	1,063	1,028
$X_- = 0,5, X_+ = 1,5$	1,046	1,105	1,035	1,016

(23)

Man erkennt aus diesen Zahlen, daß – wenn die hier zu Grunde gelegten Werte der Konstanten einigermaßen richtig sind – ein erheblicher Teil der Neutronenvermehrung, die bisher dem U_{235} allein zugeschrieben wurde, in Wirklichkeit auf die Spaltung von U_{238} zurückzuführen ist. Die ganze |Auswertung der bisherigen Versuche muß in Rücksicht auf diesen Effekt etwas verändert werden. 11

Die Fig. 1 enthält die mit den Werten $X_+ = 2$, $X_- = 1$ gezeichnete neue Auswertung der vier Versuche B_I , L_I , B_{II} , L_{II} . Eine Auswertung aller bisherigen Versuche etwa in Anschluß an den Bericht von v. *Droste* soll nicht vorgenommen werden, sie würde aber wohl ungefähr zu ähnlichen Ergebnissen führen. Aufgetragen ist, wie üblich, die Anzahl X der Spaltungsneutronen pro eingefangenes thermisches Neutron in U_{235} , als Funktion von $A = \sum (\Gamma/E) / \sigma \cdot 10^{24}$. Die gestrichelten Kurven entsprechen der früheren Auswertung, die ausgezogenen der neuen. Man erkennt aus der Figur, daß der Wert von X am Schnittpunkt ungefähr der gleiche geblieben ist, daß sich aber der Wert von A erheblich erhöht hat. Der Schnittpunkt der Kurven liegt in der Gegend von $A = 2,1$ und $X = 1,16$.

Dieses Ergebnis ist wahrscheinlich verträglich mit den entsprechenden ausgewerteten Ergebnissen der anderen Messungen an Mischungen von Uran und Bremssubstanz. Dagegen ist es scheinbar in Widerspruch zu den Messungen von *Bothe* und *Flammersfeld* über die Verarmung an Rh-Resonanzneutronen in der Umgebung einer U-Kugel und zu den Messungen von *Jensen*. Dieser Widerspruch zu *Bothe* und *Flammersfeld* kann sich entweder dadurch lösen, daß der Einfluß der 238-Spaltung doch sehr viel geringer ist, als bisher abgeschätzt wurde (die experimentellen Daten sind ja sehr unsicher), oder daß die vermutete zusätzliche Resonanz-Absorption im U, die nicht zur Bildung des 23'-Körpers führt, zu einer Resonanzstelle *unter* der des Rh gehört. Der Widerspruch zu *Jensen* kann durch die letztere Annahme wohl nicht erklärt werden.

Andererseits spricht die starke Neutronenvermehrung in einer U-Metallkugel bei *Bothe* und *Flammersfeld*, sowie das verhältnismäßig günstige Ergebnis bei der Schichtung B_{III} aus der Metall und Paraffin (vgl. späteren Bericht) für einen Einfluß der 238-Spaltung von der hier abgeschätzten Größenordnung. Dieses Argument wird allerdings wieder dadurch unsicher, daß die Neutronenvermehrung in der Metallkugel durch den $(n, 2n)$ -Prozeß hervorgerufen sein kann und daß der Unterschied Metall-Oxyd vielleicht (ganz oder teilweise) dadurch bedingt ist, daß der Sauerstoff durch den (n, α) -Prozeß, der von 2,4 MeV ab möglich ist, schnelle Neutronen verbraucht. Dieser letztere Prozeß kann schon bei Leermessungen in H_2O eine gewisse Rolle spielen.

2

Zusammenfassung

Die Spaltung von U_{238} durch schnelle Neutronen spielt wahrscheinlich in den Versuchen mit Uran und Bremssubstanz eine größere Rolle, als bisher angenommen worden ist. Ihre Berücksichtigung führt zu höheren Werten der Konstante A der Resonanzeinfangung. Die Energieerzeugung durch den Spaltprozeß von U_{238} durch schnelle Neutronen ist wahrscheinlich unmöglich, kann aber auf Grund der bisher vorliegenden Daten nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Für die Konstruktion der 38-Maschine ergibt sich als wichtige Konsequenz: die Verwendung von 38-Metall ist günstiger als die Verwendung von Oxyd. Allerdings ist die in dieser Weise zu erreichende Verbesserung gerade bei den D_2O -Schichtungen verhältnismäßig gering.

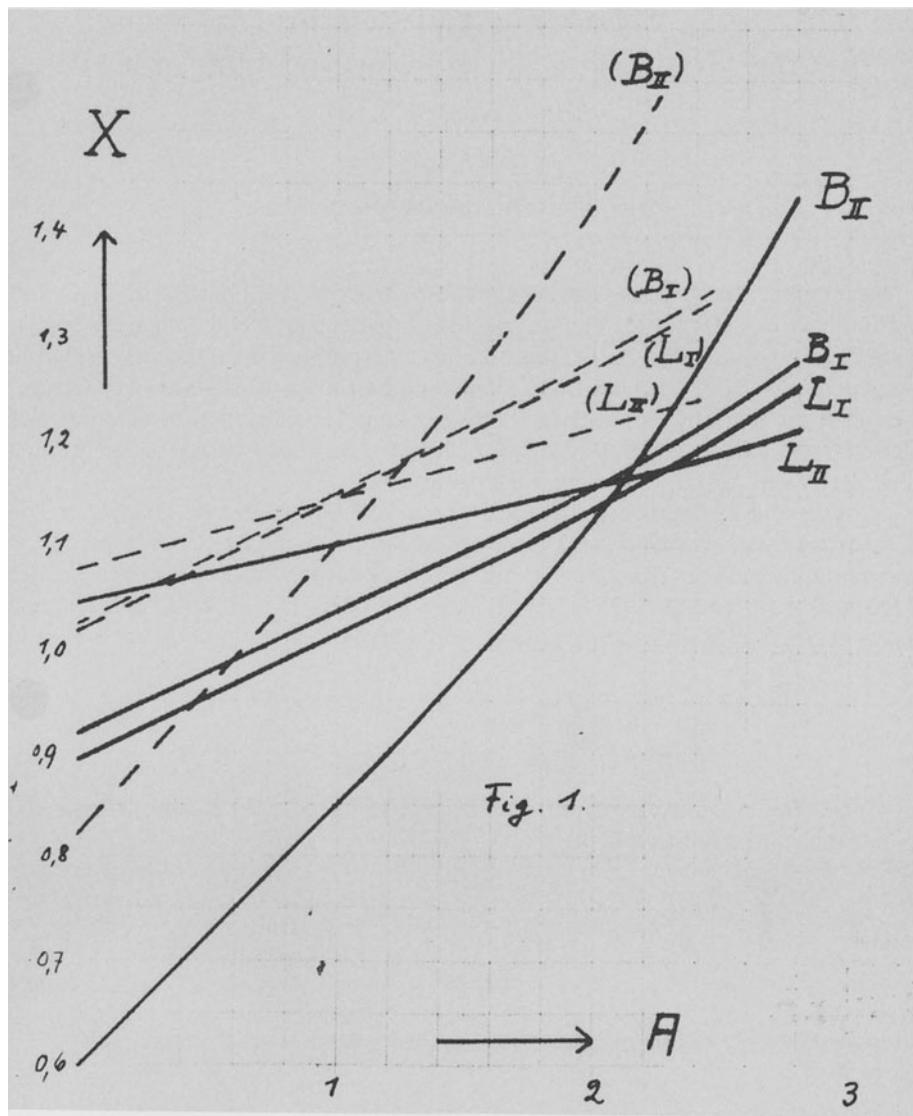


Fig. 1.

Nachtrag zum Bericht: Über die Möglichkeit der Energieerzeugung mit Hilfe des Isotops 238

Von W. Heisenberg

Nach dem Abschluß des vorliegenden Berichtes erschien der Bericht von *Stetter* und *Lintner*, der für die hier angestellten Überlegungen eine sicher experimentelle Grundlage schafft. Auf Grund dieser experimentellen Ergebnisse sollen im folgenden die Zahlenwerte ξ_U , E_{Sp} , usw. neu bestimmt werden; es wird sich zeigen, daß die hier angenommenen Zahlwerte zum Teil erheblich modifiziert werden müssen, daß sich jedoch an den Folgerungen für die bisherigen Schichtungen und die Werte X_{235} und A nicht allzuviel ändert.

Stetter und *Lintner* untersuchen zunächst die Anzahl der n_+ -Neutronen, die von Urankugeln verschiedener Dichte absorbiert bzw. durchgelassen werden. Die inneren und äußeren Radien der untersuchten Kugelschalen sind für die drei Meßpunkte (in cm) (I: 0,75 – 2,5; II: 2,5 – 7,4; III: 0,75 – 7,4). Dieser Versuch kann nach Gl. (15) diskutiert werden. Die Dichteverteilung in der Kugelschale ist durch

$$\varrho_+ = \frac{\text{const}}{r} \left(\cosh \frac{r}{l} - \sinh \frac{r}{l} \cdot \coth \frac{R'}{l} \right)$$

gegeben. Die Anzahl der durch eine Kugeloberfläche vom Radius r tretenden Neutronen ist proportional zu

$$f(r) = -4\pi r^2 \frac{\partial \varrho_+}{\partial r} \approx \cosh \frac{r}{l} \left(1 + \frac{r}{l} \coth \frac{R'}{l} \right) - \sinh \frac{r}{l} \left(\frac{r}{l} + \coth \frac{R'}{l} \right), \quad (24)$$

also wird das Verhältnis z der bei R austretenden zu den bei R_i eintretenden Neutronen:

$$z = \frac{f(R)}{f(R_i)}. \quad (25)$$

Man kann daher versuchen, die Zahlwerte für λ_s , λ_r und l (Gl. 14) so zu bestimmen, daß die drei Meßpunkte von *Stetter* und *Lintner* richtig wiedergegeben werden. Man erhält als plausible Werte etwa

$$\sigma_0 = 7 \cdot 10^{-24}, \quad (\sigma_0 - \sigma_{Sp}) \xi_U - \sigma_{Sp} (X_+ - 1) = 2,6 \cdot 10^{-24}, \quad (26)$$

also für die Dichte 11 g/cm³:

$$\lambda_s = 8,2 \text{ cm} ; \quad \lambda_r = 13,8 \text{ cm} ; \quad l = 5,7 \text{ cm} . \quad (27)$$

Für die innerste dünne Kugelschale (Meßpunkt I) rechnet man besser nach der für kleine $(R - R_i)/l$ gültigen Formel: $z \approx 1 - (R - R_i)/\lambda_r + \dots$. Man erhält dann für die drei Meßpunkte folgende Darstellung: 2

	I	II	III	
z_{gemessen}	0,92	0,695	0,65	
$z_{\text{ber. nach Gl. (27)}}$	0,88	0,70	0,665	.

(28)

Die Werte (27) sind erheblich kleiner als die Werte (14); die Intensität der n_+ -Neutronen nimmt also in einer Metallkugel nach außen viel rascher ab, als früher angenommen wurde. Der hohe Wert $\sigma_0 = 7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ist nicht unplausibel, da ja schon der Streuquerschnitt von Pb in der Gegend von $6 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ liegt und von Pb bis U noch ein gewisser Anstieg zu erwarten ist. Wollte man den Meßpunkt I noch besser darstellen, so müßte man allerdings σ_0 noch größer und entsprechend auch λ_r größer wählen. Wir haben dies nicht getan, weil einerseits noch höhere Werte von σ_0 unwahrscheinlich sind und andererseits der Unterschied des experimentellen gegen den theoretischen Wert sehr gut dadurch zustande kommen kann, daß das Spektrum der (Ra-Be)-Neutronen wegen seiner anderen Energieverteilung etwas weniger stark absorbiert wird als das der Spalt- und Streutronen, auf das sich die Zahlenwerte (27) beziehen sollen.

Stetter und *Lintner* haben ferner die gesamte Neutronenvermehrung gemessen und damit den Anschluß an die Messungen von *Bothe* und *Flammersfeld* gewonnen. Die Anzahl der durch Spaltung entstehenden Neutronen ist proportional der Anzahl der absorbierenden n_+ -Neutronen.

Für jedes eingestrahlte n_+ -Neutron werden zusätzlich erzeugt (vgl. Gl. (25)):

$$\frac{\sigma_{\text{Sp}}(X-1)}{(\sigma_0 - \sigma_{\text{Sp}})\xi_U - \sigma_{\text{Sp}}(X_+ - 1)} (1-z) = \frac{\sigma_{\text{Sp}}(X-1)}{2,6 \cdot 10^{-24}} (1-z) \quad (29)$$

Neutronen. Der Faktor in der Klammer hat für die verschiedenen Meßpunkte die in der Tabelle angegebenen Werte. Darunter sind die gemessenen Gesamt-Neutronenvermehrungen eingetragen.

	I	II	III	Bothe und Flammersfeld
$1-z$	0,12	0,30	0,345	0,46
Neutr. Verm. ($Y-1$):	0,082	0,14	0,21	0,27
Verhältnis	1,5	2,1	1,6	1,7

Stettner und *Lintner* nahmen dabei an, daß die von ihnen gemessenen Neutronenvermehrungen durch eine Korrektur noch etwas erniedrigt werden; man kann also den Faktor 1,7 ungefähr als den richtigen ansehen und erhält damit als Neutronenvermehrung in der unendlichen U-Kugel ($z=0$) 3

$$Y = 1 + \frac{1}{1,7} = 1,59 . \quad (30)$$

Wenn ein Teil der Neutronenvermehrung durch den ($n, 2n$)-Prozeß bedingt ist,

so ist diese Zahl noch entsprechend zu erniedrigen. Der Wert von Y_+ ist aus (30) nicht ohne weiteres zu ermitteln, da das Verhältnis n_+/n_- im (Ra-Be)-Spektrum einstweilen unbekannt ist.

Wenn man aber unter $\bar{\sigma}_{Sp}$ den Mittelwert des Spaltquerschnitts über das ganze (Ra-Be)-Spektrum versteht ($\bar{\sigma}_{Sp}$ ist dann kleiner als $0,5 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$), so kann man aus (29) schließen:

$$\bar{\sigma}_{Sp}(X-1) = 1,5 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2] \quad (31)$$

(vgl. *Stetter* und *Lintner*, S. 9). Dies bedeutet, wie *Stetter* und *Lintner* hervorheben, daß X zwischen 4 und 5 liegt oder noch größer ist, daß also offenbar bei der Spaltung von 238 die drei Neutronen, um die sich der Kern 238 vom Kern 235 unterscheidet, noch zusätzlich herauskommen.

Wir werten die Ergebnisse (26), (27) und (31) nun weiter aus. Wenn $X_+ \approx 2$ ist, was in Anbetracht von (31) wohl kaum zu hoch ist, so folgt $\xi_U = 0,5$. Dies muß bedeuten, daß die Grenzenergie E_{Sp} erheblich höher liegt als der früher angenommene Wert 0,7 MeV. Dieser Schluß wird auch von *Stetter* und *Lintner* gezogen, und die dort erwähnten Messungen von *Jentschke* und *Protivinski* scheinen diesen Sachverhalt direkt zu bestätigen. Man wird aus dem Wert $\xi_U = 0,5$ einen Wert E_{Sp} zwischen 1 und 1,5 MeV vermuten; wegen dieses hohen Wertes wäre jedoch eine Berechnung von ξ_U nach Gl. (6) nur für sehr hohe Energien, die praktisch keine Rolle spielen, begründet. Setzt man $E_{Sp} = 1,2$, so folgt aus Gl. (7):

$$\text{für O: } \xi_s = 0,17 ; \quad \text{für H: } \xi_s = 0,67 . \quad (32)$$

- 4 Mit diesen Werten kann man wieder die Neutronenvermehrung |in den bisher untersuchten Schichtungen berechnen. Allerdings muß man dazu von dem Mittelwert $\bar{\sigma}_{Sp}$ aus Gl. (31), der sich auf eine Mischung aus den (Ra-Be)-Neutronen und den Spalt- und Streuneutronen bezieht, umrechnen auf einen Wert $\bar{\sigma}_{Sp}$, der allein für die Spalt- und Streuneutronen gilt; denn auf diese kommt es in einer sehr großen Anordnung schließlich an. Wir werden, um diesen Effekt (und dem vielleicht auch eine Rolle spielenden $(n, 2n)$ -Prozeß) Rechnung zu tragen, den Wert $1,5 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ von (31) etwas willkürlich auf $1 \cdot 10^{-24} [\text{cm}^2]$ erniedrigen; leider ist man hier einstweilen auf ganz grobe Schätzungen angewiesen. Für den Vermehrungsfaktor erhält man dann nach (4) und (32):

$$Y = 1 + \frac{1}{2,6 + 2,68 N_H/N_U + 0,34 N_O/N_U} . \quad (33)$$

In die Auswertung der bisherigen Ergebnisse für X und A soll diesmal auch der Breiversuch von *Bothe* und *Flammersfeld* einbezogen werden. Die folgende Tabelle gibt die Werte von Y für die verschiedenen Versuche:

B_I	B_{II}	L_I	L_{II}	$B-F$	(34)
$Y = 1,086$	$1,164$	$1,066$	$1,037$	$1,082$	

Der Vergleich von (34) und (23) zeigt, daß sich die Y -Werte von denen, die vorher auf Grund der Annahme $X_- = 1$, $X_+ = 2$ u.s.w. gewonnen waren, nur

wenig unterscheiden. Dies liegt natürlich daran, daß auch die früheren Annahmen so eingerichtet waren, daß sie die von *Bothe* und *Flammersfeld* in dem Versuch mit der Metallkugel gemessene Neutronenvermehrung richtig darstellen. Die sehr viel schnellere Absorption der n_+ -Neutronen durch unelastische Stöße wird jetzt wettgemacht durch die größere Anzahl der Neutronen pro Spaltungsprozeß.

Die Fig. 2 enthält die Beziehung zwischen X und A nach (34)¹. Die hier aufgeführte Auswertung des *Bothe-Flammersfeldschen* Breiversuchs weicht insofern von der im Orginalbericht ab, als hier $w = 0,229 A$ gesetzt wird (verglichen mit $w = 0,28 A$ bei $B - F$), was mir besser zu den Annahmen bei den Schichtenversuchen zu passen scheint. Der Schnittpunkt der Kurven liegt in der Gegend $X = 1,10, A = 1,6$.

Selbst wenn diese Werte noch als etwas unsicher angesehen werden müssen, so ändert sich nichts an dem Ergebnis, daß die Konstante der Resonanzinfangung A offenbar erheblich höher liegt, als in der letzten Zeit angenommen wurde. 5

¹ This figure is missing. (Editor)

Vorläufiger Bericht über Ergebnisse an einer Schichtenkugel aus 38-Metall und Paraffin¹ [B III]

von **F. Bopp, E. Fischer, W. Heisenberg, C.F. v. Weizsäcker**
und **K. Wirtz**, Berlin-Dahlem

Zur Nachprüfung der Unterschiede in der Wirkungsweise von 38-Oxyd und 38-Metall wurde eine Schichtenkugel aus Metall und Paraffin aufgebaut. Die äußere Umhüllung bestand aus zwei Al-Halbkugeln von 28,5 cm Radius und 3 mm Wandstärke, in die waagrechte Schichten von 18 g/cm² U-Metall und 1,6 cm Paraffin eingebettet wurden. Die Neutronenquelle befand sich im Kugelzentrum. Die durch die waagrechte Schichtung bedingte Abweichung der Neutronenverteilung von der Kugelsymmetrie erwies sich – in Übereinstimmung mit früheren Erfahrungen – als gering.

Die Neutronenverteilung wurde im Inneren und im umgebenden Wasser nach den üblichen Methoden ausgemessen. Für die Gesamtmenge der Neutronen bei leerer Kugel ergab sich in den früheren Einheiten (vgl. früheren Bericht)

$$N_a^o = 128 ; \quad (1)$$

dieser Wert ist etwas kleiner als der frühere (in der Umgebung des Zylinders von 1,4 m Höhe und Breite) gemessene Wert $N_a^o = 136$. Der Unterschied ist wohl zum Teil durch die Unsicherheit der Integration um den Zylinder bedingt, zum größeren Teil wahrscheinlich durch eine kleine Unsymmetrie der früheren Zylinderanordnung (das Präparat lag etwas oberhalb des Mittelpunktes, gemessen wurde der obere Halbzylinder).

Für die gefüllte Kugel ergab sich

im Innern	im Außenraum
$N_i = 97$	$N_a = 116$

$$(2)$$

Von der Menge N_i entfällt nach der Theorie (auf Grund der etwas unsicheren Werte für die Diffusionslänge in Metall und Paraffin; die Dichte des Metalls werde = 12 gesetzt) der Anteil

$$\begin{aligned} N_i^{\text{Par}} &= 59,3 \text{ auf das Paraffin} \\ N_i^U &= 37,7 \text{ auf das 38-Metall.} \end{aligned}$$

- 2 Vergleicht man die Zahlen (1) und (2) mit denen der früheren Schichtung aus Oxyd und Paraffin (27 g/cm² Oxyd und 2,1 cm Paraffin), so erkennt man, daß trotz der größeren Dichte der Quotient $(N_a^o - N_a)/N_i$ hier erheblich kleiner ist. Dieses Ergebnis zeigt, daß der Ersatz des Oxyds durch Metall die Maschine ver-

¹ Ein ausführlicher Bericht wird nach Abschluß der Versuche mit verschiedenen Schichtungen geschrieben werden.

bessert und bestätigt das Resultat anderer Versuche (vgl. die Berichte über die Spaltung durch schnelle Neutronen von *Bothe-Flammersfeld, Stetter-Lintner, Heisenberg*), daß die früher übliche Auswertung der Versuche nicht genügt, und daß die Neutronenvermehrung durch die Spaltung von 238 bei der Auswertung berücksichtigt werden muß.

Nach der Abschätzung im früheren Bericht beträgt der zur Spaltung von 238 gehörige Vermehrungsfaktor für die Spaltneutronen etwa

$$Y = \frac{1}{2,6 + 2,68 (N_H/N_U) + 0,34 (N_O/N_U)} . \quad (3)$$

Das gibt hier, wenn man die Wirkung der C- und O-Atome näherungsweise gleichsetzt:

$$Y_{Sp} = 1,096 . \quad (4)$$

Für die Ra-Be-Neutronen der Quelle wird man wegen der höheren Energie und wegen der ($n, 2n$)-Neutronen einen etwas höheren Wert einsetzen müssen. Nach dem früheren Bericht (Nachtrag S. 4) kann man hierfür etwa

$$Y_{Ra-Be} = 1,144 \quad (5)$$

schätzen.

Für die gesamte Neutronenbilanz erhält man schließlich ($v_H = 3920$, $v_U = 4600$ (für Dichte 12), $v_{Par} = 4580 \text{ sec}^{-1}$)

$$Y_{Ra-Be} \cdot 128 \cdot v_H + Y_{Sp} \cdot 37,7 \cdot v_U \cdot X = e^w (59,3 \cdot v_{Par} + 37,7 \cdot v_U) + 116 v_H , \quad (6)$$

also

$$X = 1,054 e^w - 0,063 . \quad (7)$$

Nach den bisherigen Formeln ist $w = 0,129 A$. Setzt man den in dem früheren Bericht als wahrscheinlich bezeichneten Wert $A = 1,6$ ein, so ergäbe sich $X = 1,23$, was wahrscheinlich noch etwas zu hoch ist. 3

Aus diesem Ergebnis kann man schließen, daß entweder die durch den Ersatz des Oxyds durch Metall zu erzielende Verbesserung noch größer ist, als in den bisherigen Formeln zum Ausdruck kommt, oder daß in der bisherigen Auswertung noch andere kleinere Unstimmigkeiten auftreten. Das letztere ist wohl aus verschiedenen Gründen wahrscheinlich. Insbesondere zeigen die Versuche von *Sauerwein*, daß die bisherige Berechnung der Größe w nicht in Ordnung ist. Wahrscheinlich bedeutet das Ergebnis (7), daß für den hier beschriebenen Versuch ein kleinerer Wert von A eingesetzt werden muß.

Zum Vergleich der Schichtenanordnungen aus Oxyd und Metall seien noch die Werte des effektiven Absorptionskoeffizienten berechnet. Dabei ist zu beachten, daß bei richtiger Berücksichtigung der Spaltung durch schnelle Neutronen und der Resonanzefangung der Wert von \bar{v} berechnet werden muß nach der Formel

$$\bar{v} = \frac{N_a^o Y_{Ra-Be} - N_a}{N_i} e^{-w} \cdot v_H . \quad (8)$$

Für die frühere Schichtung aus Oxyd und Paraffin ergibt sich daraus ein Wert von etwa $\bar{v} \approx 1200 \text{ sec}^{-1}$, für die Schichtung aus Metall und Paraffin $\bar{v} \approx 1000 \text{ sec}^{-1}$. Da die Dichte der letzteren Schichtung etwa 2,25 mal so groß ist wie die der früheren, so ist, auf gleiche Dichte bezogen, der Absorptionskoeffizient der Metallschichtung etwa um den Faktor 2,7 kleiner als bei der Oxydschichtung. Die Verbesserung der Schichtenanordnung durch den Ersatz von Oxyd durch Metall ist also erheblich.

Berlin-Dahlem, den 6. 1. 1942
Kaiser Wilhelm-Institut für Physik

Die theoretischen Grundlagen für die Energiegewinnung aus der Uranspaltung

von Werner Heisenberg

(Manuskript zum Vortrag am 26. 2. 1942 im Haus der Deutschen Forschung¹)

Zu Beginn der Arbeiten über das Uranproblem im Rahmen der Arbeitsgemeinschaft des Heereswaffenamtes waren die folgenden experimentellen Tatsachen bekannt:

- 1) Gewöhnliches Uran ist ein Gemisch aus drei Isotopen: $^{238}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{234}_{92}\text{U}$, die in natürlichen Mineralien etwa in dem Verhältnis 1:1/140:1/17000 vorkommen.
- 2) Durch Neutronenbestrahlung können nach *Hahn* und *Strassmann* die Urankerne gespalten werden, und zwar der Kern $^{235}_{92}\text{U}$ durch Neutronen aller (auch geringer) Geschwindigkeiten (*Bohr*), die Kerne $^{238}_{92}\text{U}$ und $^{234}_{92}\text{U}$ nur durch energiereiche Neutronen.
- 3) Bei der Spaltung wird pro Atomkern eine Energie von etwa 150 bis 200 Millionen Elektron-Volt frei. Diese Energie ist etwa 100 Millionen mal größer als die Energien, die bei chemischen Umsetzungen pro Atom gewöhnlich freiemacht werden. Ferner werden bei jeder Spaltung einige Neutronen aus dem Atomkern herausgeschleudert.

Aus diesen Tatsachen kann man schließen: Wenn es gelingen würde, sämtliche Atomkerne von z. B. 1 to Uran durch Spaltung umzuwandeln, so würde dabei die ungeheure Energiemenge von etwa 15 Billionen Kilokalorien frei. Daß bei Atomkern-Umwandlungen so hohe Energiebeträge umgesetzt werden, war seit langem bekannt. Vor der Entdeckung der Spaltung bestand jedoch keine Aussicht, Kernumwandlungen an größeren Substanzmengen durchzuführen. Denn bei künstlichen Umwandlungen mit Hochspannungslagen, Cyclotrons usw. ist der Energieaufwand stets viel größer als der erreichte Energiegewinn.

Die Tatsache, daß beim Spaltungsprozeß mehrere Neutronen ausgeschleudert werden, eröffnet dagegen die Aussicht, die Umwandlung großer Substanzmengen durch eine Kettenreaktion zu erzwingen: Die bei der Spaltung ausgeschleuderten Neutronen sollen ihrerseits wieder andere Urankerne spalten, hierdurch entstehen wieder neue Neutronen usw.; durch mehrfache Wiederholung dieses Prozesses setzt eine sich immer weiter steigernde Vermehrung der Neutronenzahl ein, die erst aufhört, wenn ein großer Teil der Substanz umgewandelt ist.

Vor der Untersuchung der Frage, ob dieses Programm durchgeführt werden kann, mußten die verschiedenen Prozesse näher studiert werden, die ein Neutron in Uran hervorrufen kann. Die Abb. 1 gibt eine schematische Übersicht über diese Prozesse. Ein etwa durch Spaltung freigewordenes Neutron kann entweder, wenn es genügend Energie besitzt, nach kurzer Wegstrecke mit einem Urankern

¹ Handwritten additional note by Heisenberg. (Editor)

zusammenstoßen, ihn spalten und dabei neue Neutronen erzeugen. Oder es kann, was leider viel wahrscheinlicher ist, bei einem solchen Zusammenstoß nur Energie an den Atomkern abgeben, ohne ihn zu zerlegen, worauf das Neutron mit geringerer Energie weiterfliegt. In diesem Fall wird nach einigen Zusammenstößen die Energie des Neutrons so gering geworden sein, daß für sein weiteres Schicksal nur folgende beiden Möglichkeiten bestehen: Es kann einmal beim Zusammenstoß mit einem Urankern in diesem steckenbleiben. Dann ist jede weitere „Vermehrung“ unmöglich. Oder es kann – was leider relativ unwahrscheinlich ist – mit einem Kern $^{235}_{92}\text{U}$ zusammenstoßen und diesen spalten. Dann entstehen bei diesem Prozeß wieder neue Neutronen und die geschilderten Vorgänge können von Neuem beginnen. Ein Teil der Neutronen kann durch die Oberfläche aus dem Uran austreten und dadurch für die weitere Vermehrung verloren gehen.

- 3 Die genauere Untersuchung der Wahrscheinlichkeiten, mit der die verschiedenen Prozesse stattfinden, war ein wichtiger Programmfpunkt für die Arbeit der Arbeitsgemeinschaft, über deren Ergebnisse Herr Bothe berichten wird.

Für das Folgende genügt die Feststellung, daß im gewöhnlichen Uran der Prozeß der Neutronenabsorption (Einfang eines Neutrons im $^{238}_{92}\text{U}$ unter Bildung eines neuen Isotops $^{239}_{92}\text{U}$) sehr viel häufiger geschieht als der der Spaltung und Vermehrung. Im gewöhnlichen Uran kann also die gewünschte Kettenreaktion nicht ablaufen, und man muß auf neue Mittel und Wege sinnen, um den Ablauf der Kettenreaktion doch zu erzwingen.

Das Verhalten der Neutronen im Uran kann ja mit dem Verhalten einer Bevölkerungsdichte verglichen werden, wobei der Spaltungsprozeß das Analogon zur Eheschließung und der Einfangprozeß die Analogie zum Tode darstellt. Im gewöhnlichen Uran überwiegt die Sterbeziffer bei weitem bei Geburtenzahl, so daß eine vorhandene Bevölkerung stets nach kurzer Zeit aussterben muß.

Eine Verbesserung dieser Sachlage ist offenbar nur möglich, wenn es gelingt, entweder: (1) die Zahl der Geburten pro Eheschließung zu erhöhen; oder (2) die Zahl der Eheschließungen zu steigern; oder (3) die Sterbewahrscheinlichkeit herabzusetzen.

Die Möglichkeit (1) besteht bei der Neutronenbevölkerung nicht, da die mittlere Anzahl der Neutronen pro Spaltung eine durch die Naturgesetze festgelegte und nicht weiter zu beeinflussende Konstante ist. (Über die Bestimmung dieser wichtigen Konstanten vgl. den Vortrag von Herrn Bothe.)

- 4 Daher bleiben nur die Wege (2) und (3). Eine Erhöhung der Anzahl der Spaltungen (2) läßt sich erreichen, wenn man das auch bei kleineren Energien spaltbare aber seltenere Isotop $^{235}_{92}\text{U}$ anreichert; wenn es etwa gelänge, das Isotop $^{235}_{92}\text{U}$ sogar rein darzustellen, so beständen die Verhältnisse, die auf der rechten Seite der Abb. 1 dargestellt sind. Jedes Neutron würde nach einem oder mehreren Zusammenstößen eine weitere Spaltung bewirken, wenn es nicht vorher etwa durch die Oberfläche austritt. Die Sterbewahrscheinlichkeit durch Einfang ist hier gegenüber der Vermehrungswahrscheinlichkeit verschwindend gering. Wenn man also nur eine so große Menge von $^{235}_{92}\text{U}$ aufhäuft, daß der Neutronenverlust durch die Oberfläche klein bleibt gegen die Vermehrung im Inneren, so wird sich die Neutronenzahl in kürzester Zeit ungeheuer vermehren und die ganze Spaltungsenergie von 15 Bill. Kalorien pro to wird in einem kleinen Bruchteil einer Sekunde frei. Das reine Isotop $^{235}_{92}\text{U}$ stellt also zweifellos einen Sprengstoff von

ganz unvorstellbarer Wirkung dar. Allerdings ist dieser Sprengstoff sehr schwer zu gewinnen.

Ein großer Teil der Arbeit der Arbeitsgemeinschaft des Heereswaffenamtes ist dem Problem der Anreicherung bzw. der Reindarstellung des Isotops $^{235}_{92}\text{U}$ gewidmet. Auch die amerikanische Forschung scheint diese Arbeitsrichtung mit besonderem Nachdruck zu betreiben. Im Rahmen der Sitzung wird Herr Clusius über den Stand dieser Frage berichten, ich habe daher hierauf nicht weiter einzugehen.

Es bleibt jetzt nur noch die dritte Möglichkeit zur Herbeiführung der Kettenreaktion zu erörtern: Die Herabsetzung der Sterbeziffer, |d. h. der Einfangswahrscheinlichkeit der Neutronen. Nach allgemeinen kernphysikalischen Erfahrungen konnte angenommen werden, daß die Einfangswahrscheinlichkeit nur bei ganz bestimmten Energien der Neutronen große Werte annimmt. (Die Untersuchungen des letzten Jahres haben gerade über diesen Punkt neues wertvolles Material ergeben.) Wenn es also gelingt, die Neutronen rasch, ohne viel Zusammenstöße mit Urankernen, in das Gebiet der kleinsten möglichen Energien (d. h. der durch die Wärmebewegung gegebenen Energien) zu befördern, so kann man dadurch die Sterbeziffer erheblich herabsetzen. In der Praxis kann man die rasche Verminderung der Neutronengeschwindigkeit bewirken durch den Zusatz geeigneter Bremssubstanzen; d. h. Substanzen, deren Atomkerne dann, wenn sie von einem Neutron getroffen werden, dem Neutron einen Teil seiner Energie entziehen. Wenn man nur hinreichend viel Bremssubstanz zusetzt, kann man also die Neutronen gefahrlos in das Gebiet der niedrigsten Energien bringen. Aber leider haben die meisten Bremssubstanzen wieder die Eigenschaft, auch gelegentlich Neutronen einzufangen, so daß eine allzu große Menge Bremssubstanz die Einfangswahrscheinlichkeit, d. h. die Sterbeziffer wieder heraufsetzt. Schematisch sind diese Verhältnisse auf der einen Seite der Abb. 1 dargestellt.

Es kommt also darauf an, eine Bremssubstanz zu finden, die den Neutronen schnell Energie entzieht, aber sie so wenig wie möglich absorbiert.

Die einzige Substanz, die überhaupt nicht absorbiert, das Helium, kommt leider wegen seiner geringen Dichte praktisch kaum in Frage. Als die dann am meisten geeignete Substanz muß Deuterium betrachtet werden, das in seiner einfachsten Verbindung, in schwerem Wasser, auch in hinreichender Dichte verfügbar ist. Allerdings ist auch schweres Wasser nicht leicht in großen Mengen zu gewinnen. Die Arbeitsgemeinschaft | hat über die Eignung von schwerem Wasser und anderen noch in Betracht kommenden Substanzen (Beryllium, Kohle) ausführliche Untersuchungen angestellt.

Es hat sich nach einem Gedanken von *Harteck* als zweckmäßig erwiesen, Uran und Bremssubstanz räumlich zu trennen, so daß dann Anordnungen entstehen, wie die in Abb. 2 und 3 dargestellte Schichtenkugel, die für einen Modellversuch im Kaiser Wilhelm-Institut gebaut worden ist.

Ob eine solche Schichtung aus gewöhnlichem Uran und Bremssubstanz zur Kettenreaktion und damit zur Freimachung der großen Energien führen kann, d. h. ob die „Sterbeziffer“ soweit gesenkt werden kann, daß die „Geburtenzahl“ überwiegt und eine Vermehrung der „Bevölkerung“ eintritt, mußte zunächst als völlig offen betrachtet werden, da die Eigenschaften der wenigen Substanzen, die

5

6

zur Bremsung überhaupt benutzt werden können, ja gegeben sind und nicht verändert werden können.

Diesen Punkt zu klären, war wieder eine der wichtigsten Aufgaben des Arbeitskreises.

Nehmen wir nun für einen Augenblick an, diese Frage sei im positiven Sinne gelöst, dann muß untersucht werden, wie sich diese gewählte Anordnung bei weiterer Vermehrung der Neutronenbevölkerung verhält. Dabei stellte sich heraus, daß der Prozeß der Vermehrung hier nicht erst aufhört, wenn ein großer Teil des Urans umgewandelt ist, sondern schon viel früher. Die immer weiter steigende Vermehrung hat nämlich eine starke Erwärmung zur Folge und mit der Erwärmung wird – da die Neutronen sich schneller bewegen und daher kürzere Zeit in der Nähe eines Urankernes zubringen – die Wahrscheinlichkeit zur Spaltung geringer. Die Erwärmung hat also eine Ver|ringerung der Anzahl der „Eheschließungen“ und damit der Vermehrung zur Folge; daher wird bei einer bestimmten Temperatur gerade die Neutronenvermehrung die Absorption kompensieren.

7

Die geschilderte Schichtenanordnung wird sich also auf einer bestimmten Temperatur von selbst stabilisieren. Sobald der Maschine von außen Energie entzogen wird, so tritt Abkühlung und damit erneute Vermehrung ein, die entzogene Energie wird auch durch die Spaltungsenergien wieder ersetzt; die Maschine bleibt praktisch stets auf der gleichen Temperatur.

Man kommt damit zu einer Maschine, die etwa zum Heizen einer Dampfturbine geeignet ist und die einer solchen Wärmekraftmaschine ihre ganzen großen Energien im Laufe der Zeit zur Verfügung stellen kann. Man kann daher an die praktische Verwendung solcher Maschinen in Fahrzeugen, besonders in Schiffen, denken, die durch den großen Energievorrat einer relativ kleinen Uranmenge einen riesigen Aktionsradius bekommen würden. Daß die Maschine keinen Sauerstoff verbrennt, wäre bei der Verwendung in U-Booten ein besonderer Vorteil.

Sobald eine solche Maschine einmal in Betrieb ist, erhält auch, nach einer Gedanken von *v. Weizsäcker*, die Frage nach der Gewinnung des Sprengstoffs eine neue Wendung. Bei der Umwandlung des Urans in der Maschine entsteht nämlich eine neue Substanz (Element der Ordnungszahl 94), die höchstwahrscheinlich ebenso wie reines $^{235}_{92}\text{U}$ ein Sprengstoff der gleichen unvorstellbaren Wirkung ist. Diese Substanz läßt sich aber viel leichter als $^{235}_{92}\text{U}$ aus dem Uran gewinnen, da sie chemisch von Uran getrennt werden kann.

Ob eine Mischung von Uran und Bremssubstanz gefunden werden kann, in 8 der die Kettenreaktion ablaufen kann, mußte, wie gesagt, erst |durch die Experimente entschieden werden. Aber auch, wenn eine solche Mischung gefunden ist, muß eine große Menge dieser Mischung angehäuft werden, um die Kettenreaktion wirklich ablaufen zu lassen, da bei kleineren Mengen der Neutronenverlust durch Abwanderung der Neutronen nach außen stets größer sein wird als die Vermehrung im Inneren. Versuche mit sehr kleinen Substanzmengen sind daher von vornherein unzureichend für die Entscheidung über die Eignung von Mischungen zur Kettenreaktion. Ohne die großzügige Unterstützung der Forschungsarbeit durch Material, radioaktive Präparate und Geldmittel, wie sie vom Heereswaffenamt erfolgt ist, wäre hier also überhaupt nicht weiterzukommen gewesen. Aber selbst mit den größeren Mengen z. B. an schwerem Wasser, die bisher zur Verfügung stehen, kann die Kettenreaktion noch nicht ablaufen. Daher muß

noch kurz die Frage gestreift werden, wie man im Modellversuch erkennen kann, ob in der gewählten Mischung schon die „Geburtenziffer“ die „Sterbeziffer“ überwiegt.

Man bringt zu Entscheidung dieser Frage zweckmäßig ein Neutronenpräparat in die Mischung, von dem man weiß, wieviele Neutronen [es] pro sec aussendet. Wenn die Neutronenmenge, die dann außen aus der Mischung herauskommt, größer ist als die, die durch das Präparat hereingesteckt wird, so kann man schließen, daß die Vermehrung die Absorption überwiegt, daß also eine geeignete Mischung gefunden ist.

Die im letzten Jahre in Leipzig durchgeführten Versuche haben gezeigt, daß eine bestimmte Mischung aus schwerem Wasser und Uran tatsächlich die gewünschten Eigenschaften hat. Allerdings ist der Überschuß der „Geburtenziffer“ über die „Sterbeziffer“ bei diesen Versuchen noch so gering, daß schon die geringe zusätzliche Absorption durch das dort verwendete Halterungsmaterial den Überschuß wieder aufhebt. Aber das Halterungsmaterial ist später nicht notwendig | oder kann durch anderes ersetzt werden.

Mit dem Grad von Sicherheit, mit dem überhaupt aus Laboratoriumsversuchen auf Großversuche geschlossen werden kann, sprechen die Versuche daher eindeutig für die Möglichkeit, mit einer Schichtung aus Uran und Bremssubstanz eine Maschine der bezeichneten Art zu bauen.

9

Die bisherigen Ergebnisse lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1) Die Energiegewinnung aus der Uranspaltung ist zweifellos möglich, wenn die Anreicherung des Isotops $^{235}_{92}\text{U}$ gelingt. Die *Reindarstellung* von $^{235}_{92}\text{U}$ würde zu einem Sprengstoff von unvorstellbarer Wirkung führen.

2) Auch gewöhnliches Uran kann in einer Schichtung mit schwerem Wasser zur Energiegewinnung ausgenutzt werden. Eine Schichtenanordnung aus diesen Stoffen kann ihren großen Energievorrat im Lauf der Zeit auf eine Wärmekraftmaschine übertragen. Sie gibt also ein Mittel in die Hand, sehr große technisch verwertbare Energiemengen in relativ kleinen Substanzmengen aufzubewahren. Auch die Maschine im Betrieb kann zur Gewinnung eines ungeheuer starken Sprengstoffs führen; sie verspricht darüberhinaus eine Menge von anderen wissenschaftlich und technisch wichtigen Anwendungen, über die jedoch hier nicht berichtet werden sollte.

Hierzu Abb. 1 – 3 nach den Diapositiven, die wohl bereits in Händen des H[eeres]W[affen]A[mes] sind.²

² Handwritten note by Heisenberg. Figures 1 – 3 are identical with Figs. 1 – 3 of Report No. 18, pp. 571, 573 below. (Editor)

Untersuchungen mit neuen Schichtenanordnungen aus U-Metall und Paraffin

Von **F. Bopp, E. Fischer, W. Heisenberg, C.F. von Weizsäcker und K. Wirtz**, Berlin-Dahlem¹

1. Einleitung

Als größere Mengen Uranmetall zur Verfügung standen, schien es wünschenswert, mit dem Metall ähnliche Großversuche durchzuführen wie früher mit dem Uranoxyd (*H 8*)². Maschinen aus Metall sollten günstiger sein als solche aus Oxyd, da einmal die Begünstigung des Resonanzefangs der Neutronen durch den bremsenden Sauerstoff wegfällt und außerdem, wie Heisenberg (*H 19*) gezeigt hat, die Spaltung von U^{238} durch schnelle Neutronen wirksamer werden kann. Zudem gibt es noch ungeklärte Unterschiede zwischen Metall und Oxyd, z. B. die von Bothe und Flammersfeld beobachtete Verschiedenheit der Diffusionslängen. Die Untersuchung eines Maschinenmodells hat bekanntlich den Vorteil, daß man eine verhältnismäßig unmittelbare Aussage über die Brauchbarkeit einer Anordnung zur Neutronenvermehrung erhält. Außerdem kann auf dem Umweg über die Theorie der Resonanzabsorption aus den Ergebnissen auf die Größe *X*, die pro absorbiertes thermisches Neutron im Uran erzeugten Neutronen, geschlossen werden. Diese Auswertung der folgenden Versuche bringt der Vortrag von v. Weizsäcker. Es wurden bisher zwei verschiedene Schichtungen (*B III*, *B IV*) ausgeführt. Der experimentelle Aufbau der ersten wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Abschnitt 3 enthält die Auswertung beider Versuche.

2. Experimentelle Anordnung

Abbildung 1 zeigt einen maßstabgerechten Schnitt des Aufbaus *B III*. Die Schichtung von Metall und Bremssubstanz wurde in zwei Aluminiumhalbkugeln von 3 mm Wandstärke und einem mittleren Radius von 28,7 cm eingebettet, die am Äquator durch starke Aluminiumflansche verstärkt ist. Die untere Halbkugel besitzt am Innenrand des Äquators eine Art Dachrinne, die eindringendes Wasser durch zwei Entwässerungsrohre zum unteren Kugelpol leiten soll, von wo man es durch den senkrecht durch die ganze Kugel gehenden Kamin entfernen kann. Der Kamin ist in der unteren Kugel ein Rohr von etwa 4 cm Querschnitt und 2 mm Wandstärke, oben ein rechteckiger Schacht von $2,5 \times 8,5$ cm und 2 mm Wandstärke. Die untere Kugel wurde am Ort der Messung mit waagrechten Schichten aus Uranmetall von 18 g/cm^2 und Paraffin von $1,44 \text{ g/cm}^2$ gefüllt und brauchte nach der Füllung nicht mehr bewegt zu werden. Die obere Halbkugel

¹ No date, but reported at the (secret) Berlin meeting of 26 – 28 February 1942. (Editor)

² Quoted according to the KWI-List. (Editor)

mußte zum Einfüllen der Schichtung nach oben gedreht werden. Nach der Füllung wurde sie durch eine am Rande und am zentralen Schacht festgeschraubte Aluminiumplatte von 3 mm Stärke verschlossen, mittels einer besonderen Hebeleinrichtung herumgedreht und mit einem Kran auf die andere Kugelhälfte aufgesetzt und festgeschraubt. Die Dichtung am Äquator besorgte ein kreisförmiges Stück Rundgummi. Die Kugel enthält bei diesem Versuch 19 Schichten Uranmetall (schraffiert) von 551 kg Gesamtgewicht und 18 Schichten Paraffin.

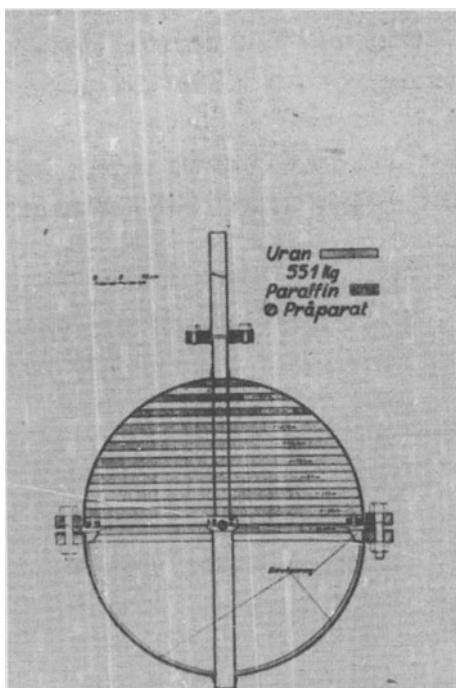


Abb. 1

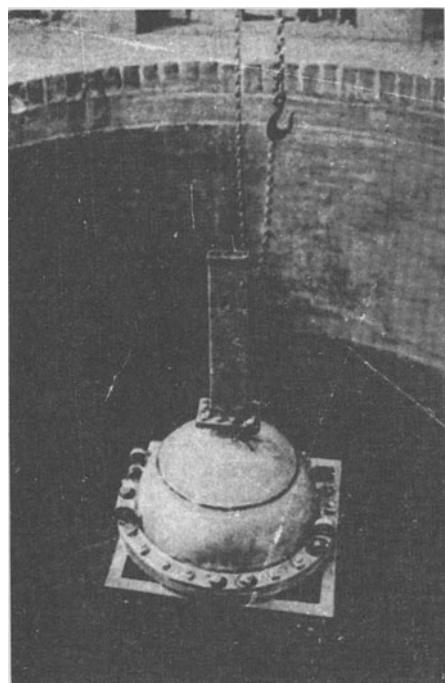


Abb. 2

Das Präparat wurde durch den Schacht eingebbracht und befand sich in *P*. Es war nicht genau in der Mitte der Schichtung; diese ist etwas darunter genau im Zentrum der mittelsten U-Schicht. In der Abb. 1 muß man sich die Schichtung in die untere Halbkugel symmetrisch zur oberen fortgesetzt denken. In den zum Pol führenden Schacht der oberen Halbkugel konnte ein Einsatz gebracht werden, der ebenfalls Schichten aus Uran und Paraffin enthielt entsprechend der umgebenden Kugel. In diesem Schacht wurde durch Einlegen von Indikatoren die Neutronenverteilung in Polrichtung im Kugellinnern bestimmt. Der vom Wasser umgebene Teil des Schachtes wird durch Paraffin ausgefüllt. Auch in der Äquatorebene des Kugellinnern konnten Indikatoren angebracht werden.

In entsprechender Weise wurde eine zweite Schichtung *B IV* ausgeführt, bestehend aus 12 U-Schichten von 39 g/cm^2 (insgesamt 750 kg) und 11 Paraffinschichten von $1,44 \text{ g/cm}^2$.

Die fertige und im Wasserbassin auf einem leichten Aluminiumgestell montierte Kugel zeigt Abb. 2. Die Ausmessung außen im Wasser geschah auf dem Polradius nach oben, unter 45° nach oben und unten, und in der Äquatorebene; die Auswertung der Messungen in der schon beschriebenen Weise (H 8).

3. Ergebnisse

Für die Gesamtmenge der Neutronen bei leerer Kugel ergab sich in willkürlichen (schon früher benutzten (H 8)) Einheiten bei der ersten Schichtung (*B III*):

$$N_0 = 128 . \quad (1)$$

Die gefüllte Kugel zeigte trotz der waagrechten Schichten nur eine geringe Abweichung der Neutronenverteilung von der Kugelsymmetrie. Die Gesamtmenge der Neutronen bei gefüllter Maschine war

im Innern	im umgebenden Wasser	
$N_i = 97$	$N_a = 116 .$	(2)

Hiermit wird der sog. Neutronenproduktionskoeffizient \bar{v} der Maschine nach der früher angegebenen Formel (H 19; *B 20*) bestimmt³

$$\bar{v} = \frac{N_a - N_0 \cdot Y_{Ra-Be}}{N_i} e^{-w} \cdot v_H , \quad (3)$$

- 4 der unabhängig von der Dimension der Maschine für jede Mischung von Uran und Bremssubstanz unter richtiger Berücksichtigung von Resonanzeinfang und der Wirkung schneller Neutronen angibt, wieviele Neutronen im Mittel pro Neutronen Volumeneinheit in der Sekunde produziert werden, verglichen mit den pro Volumeneinheit vorhandenen Neutronen. Solange er negativ ist, absorbiert die Maschine. Für die den Resonanzeinfang charakterisierende Größe w sind die von v. Weizsäcker auf Grund der Sauerweinschen Messungen angegebenen Werte eingesetzt worden. Da der Faktor e^{-w} jedoch immer von der Größenordnung 1 ist, ändert diese Korrektur den Wert von \bar{v} nur unwesentlich. Die Resultate der beiden Versuche *B III* und *B IV* sind zusammen mit den übrigen Daten der Maschinen in der Tabelle angegeben:

Versuch	Uran	Paraffin	N_0	N_a	N_i	w	Y_{Ra-Be}	ϱ
<i>B III</i> 550 kg U	19 Schichten 18 g/cm ²	1,44 g/cm ²	128	116	97	0,1415	1,144	5,7
<i>B IV</i> 750 kg U	12 Schichten 39 g/cm ²	1,44 g/cm ²	128	130	65	0,265	1,22	7,5

³ $Y_{Ra-Be} = 3/2(Y - 1) + 1$, Y nach der bei Heisenberg H 19, Nachtrag, angegebenen Formel berechnet.

Darin ist ρ die mittlere Dichte der eingefüllten Substanz und \bar{v}/ρ der spezifische Neutronenproduktionskoeffizient (\bar{v} bezogen auf die Masseneinheit). Er ist ein geeignetes Maß für den Vergleich dieser Messungen mit den früheren Modellversuchen. Sie sind im folgenden zusammengestellt:

	Versuche	
	mit Uranoxyd	mit Uranmetall
BF	– 770	
B_I	– 330	
B_{II}	– 714	B_{III} – 195
L_I	– 615	B_{IV} – 175
L_{II} ⁴	+ 40	L_{III} ⁴ + 50

Der Breiversuch BF von Bothe und Flammersfeld mit einem Gewichtsverhältnis von 11 : 1 von Uranoxyd zur Bremssubstanz Wasser ist am ungünstigsten. Der erste Berliner Versuch B_I mit ähnlichem Substanzverhältnis der Schichtenanordnung und Paraffin als Bremssubstanz ist schon doppelt so gut. B_{II} mit anderen Verhältnissen, wie sie die Arbeit von Volz und Haxel nahelegte, ist viel ungünstiger. Der erste Leipziger Versuch L_I mit Oxyd und Wasser, der B_I ähnlich war, ist ungünstiger wahrscheinlich wegen der verhältnismäßig großen Al-Mengen, die zur Halterung notwendig waren. Die Versuche mit *Metall* sind ausnahmslos viel besser. Der Versuch $B IV$ ist der beste; seine Schichtdicken sind nach dem jetzigen Stand der Kenntnisse der Materialkonstanten nahezu optimal. Besser als alle andern Versuche und schon neutronenvermehrend sind die beiden Leipziger Versuche L_{II} und L_{III} mit schwerem Wasser; auch hier ist das Metall günstiger als das Oxyd, obwohl optimale Schichtdicken wohl noch nicht erreicht sind.

Berlin-Dahlem, K. W. Institut für Physik

⁴ Vgl. Vortrag *Döpel* (vorläufige Werte, die genaue Auswertung erfolgt später).

Die Neutronenvermehrung in einem D₂O-38-Metallschichtensystem

R. u. K. Döpel und W. Heisenberg

(Vorläufiger Bericht)¹

Anordnung

Das Neutronenpräparat befindet sich im Innern einer mit D₂O gefüllten Al-Kugel $r = 12,3$ cm. Die Kugel ist von einer ca. 3,5 cm dicken 38-Metallschicht umgeben (Schüttdichte 12 g cm^{-3}) und diese wiederum von einer etwa 17 cm dicken D₂O-Schicht. Das Ganze befindet sich in einem zylindrischen H₂O-Behälter ($d = 150 \text{ cm}$, $h = 150 \text{ cm}$) [– siehe] Fig. 1. Gemessen wurde wie früher die β -Aktivierung einer Dy-Folie im Innern des Systems und in dem umgebenden H₂O.

Ergebnis

Fig. 2 zeigt die DichteVerteilung der langsamten Neutronen als $f(r)$ und die daraus gebildete Ir^2 Kurve. Auch dieses System liefert nach außen noch weniger Neutronen, als wir mit Hilfe der Neutronenquelle hineinstecken; es besitzt also mit seinem gesamten Al-Halterungsmaterial noch einen positiven Absorptionskoeffizienten. Zählen wir jedoch die im Al-Halterungsmaterial absorbierten Neutronen den effektiv freiwerdenden Neutronen hinzu, dann erscheint der Absorptionskoeffizient des Systems negativ. Beziehen wir den Absorptionskoeffizienten auf gleiche Gesamtdichte, dann wird er etwa ebenso groß wie bei dem 38-Oxyd D₂O-Versuch. Bei diesem Vergleich käme allerdings das Metallsystem wegen der relativ geringen Metallmenge etwas zu schlecht weg. (Bisher nur *eine* Metallschicht!) Deshalb sind in der nachfolgenden Tabelle die Absorptionskoeffizienten für das Oxydsystem und das Metallsystem der beiden Leipziger Versuche einmal auf gleiche Gesamtdichte und einmal auf gleiche Metalldichte bezogen worden. Der richtige Vergleichmaßstab dürfte zwischen beiden Vergleichen liegen.

2	Kugel-Schichten System	Absorptionskoeffizient für langsame Neutronen (unter Hinzurechnung der in Halterungsmaterial (Al) absorbierten Neutronen zu den effektiv freiwerdenden Neutronen)	bezogen auf:	Gesamtdichte	Metalldichte
	L II Oxyd-D ₂ O	– 44			– 78
	L III Metall-D ₂ O	– 50			– 117

Das Ergebnis der Messung L III hat als vorläufiges zu gelten. Genauere Untersuchungen an einem größeren Metall-D₂O Schichtensystem sind im Gang.

¹ Undated, but reported at the Berlin meeting, 26 – 28 February 1942. (Editor)

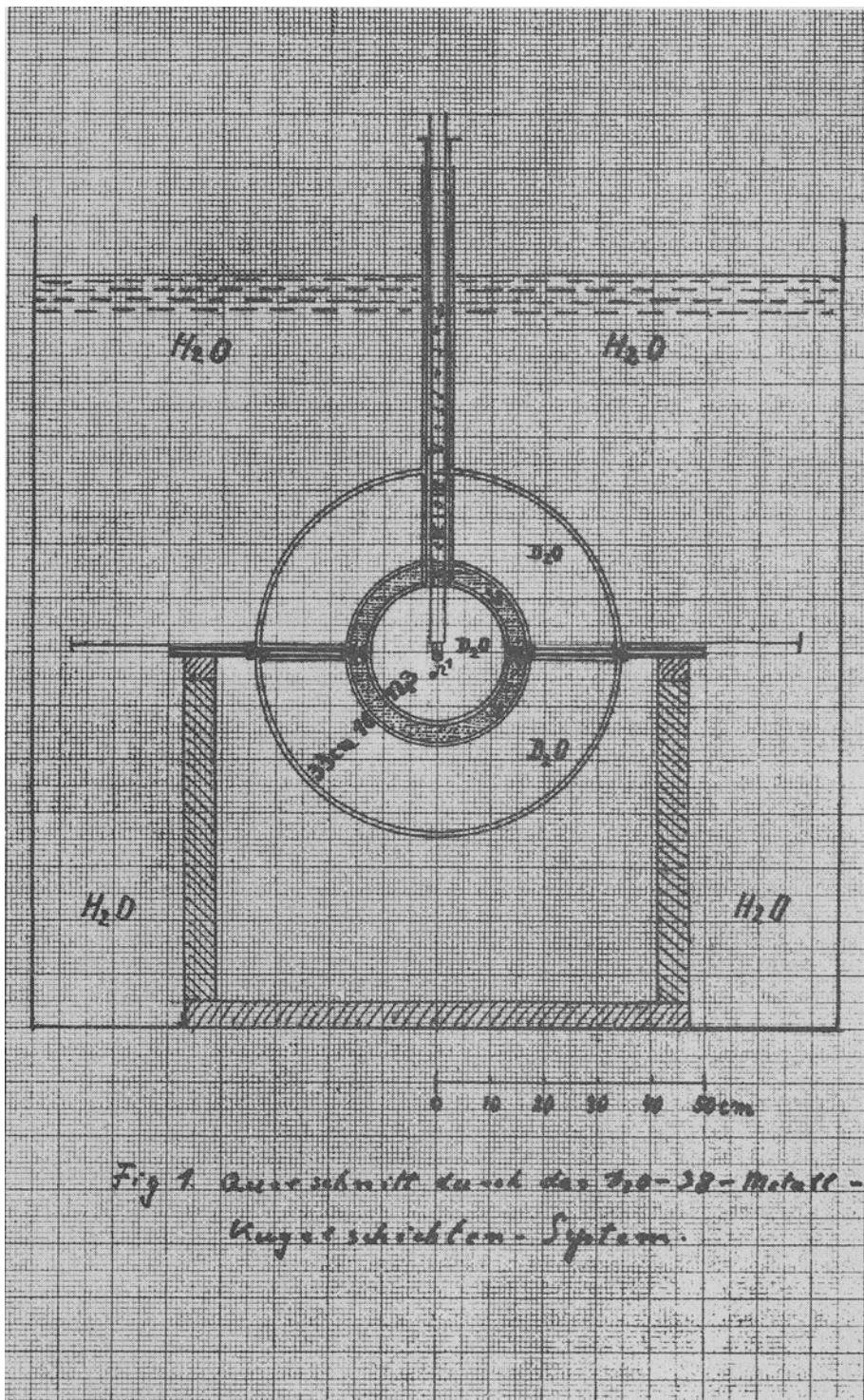
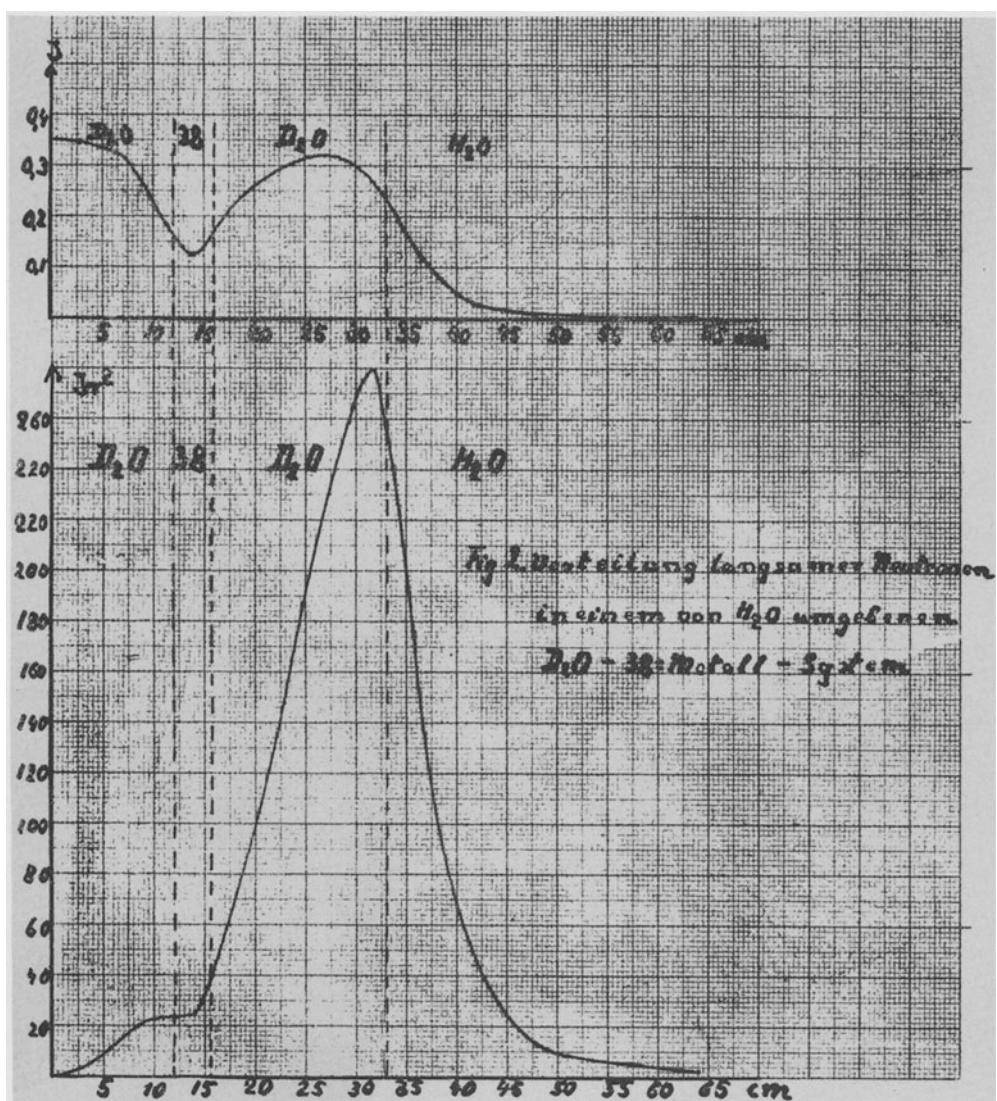


Fig. 1. Querschnitt durch das D₂O-38-Metall-Kugelschichten-System.

4



Die Neutronenvermehrung in 38-Metall durch rasche Neutronen

R. u. K. Döpel und W. Heisenberg¹

1. Einleitung

Die Leipziger Messungen an einer D_2O -38-Schichtenkugel hatten eine geringere Neutronenvermehrung ergeben, als ursprünglich erhofft worden war, und hatten gezeigt, daß das Halterungsmaterial Al in dieser Kugel die Vermehrung in eine Absorption verwandelt. Da in diesen Versuchen ebenso wie in allen früheren die Spaltung des U^{235} durch *langsame* Neutronen die Hauptrolle spielen sollte, schien es angebracht, nunmehr zu untersuchen, ob sich nicht die Spaltung des U^{238} durch *schnelle* Neutronen mit zur Neutronenvermehrung ausnützen läßt. Als unsere Versuche hierzu in Vorbereitung waren, erschienen zwei Berichte, die sich das gleiche Ziel steckten: die Arbeiten von *Bothe* u. *Flammersfeld* und von *Stetter* und *Lintner*. Unsere Anordnung war im wesentlichen die gleiche wie bei *Bothe-Flammersfeld*. Da die von uns verwendete 38-Metallkugel erheblich größer war als die in den genannten Arbeiten gebrauchten, wurden unsere Versuche trotzdem durchgeführt und können zur Ergänzung der Ergebnisse jener Autoren dienen.

2. Ausführung des Versuchs

Aus Symmetriegründen wurde eine 38-Metallpulver-Kugel benutzt, in deren Zentrum sich ein (Ra-Be)-Neutronenpräparat befindet (ca. 500 mg Ra-Element). Die aus der Kugel austretenden Neutronen wurden in H_2O als langsame Neutronen durch Aktivierung von Dy-Folien gemessen. Um den Einfluß der dabei vom H_2O in das „38“ zurückdiffundierenden langsamen Neutronen eliminieren zu können, war die Kugel bei einem 2. Versuch mit einer 1 mm dicken Cd-Schale umgeben. Fig. 1 zeigt die Anordnung. Die Al-Kugel *K* hat in beiden Fällen den gleichen inneren Durchmesser von ca. 30 cm; Wandstärke 1 ... 1,5 mm. Sie enthält 153,5 kg 38-Metall und ruht wegen dieses hohen Gewichtes in einer zylindrisch gehaltenen Al-Halbkugel *Z*. Dieser Al-Halbzylinder ist seinerseits an seinem verstärkten oberen Ende an einem Holzgerüst aufgehängt. Das Ganze steht in einem zylindrischen mit H_2O gefüllten Zn-Blech-Gefäß ($h = 150$ cm, $d = 150$ cm). Die Kugel wird durch den Schaft *S* gefüllt; dieser Schaft dient gleichzeitig der Einführung der Neutronenquelle; nach der Einführung der Neutronenquelle wurden alle freien Teile des Kugelschaftes mit „38“-bez. Hartwachseinlagen ausgefüllt, so daß die „38“-Kugel vollkommen in H-haltige Substanz eingeschlossen war – die mit Cd umgebene Al-Kugel ruhte in einem entsprechend der Cd-Dicke etwas weiteren Halbzylinder.

¹ Undated, but reported at the Berlin meeting, 26 – 28 February 1942. (Editor)

Als Indikatoren für die langsamen Neutronen wurden die gleichen Indikatoren benutzt wie bei den früheren Arbeiten: $d = 5$ cm; Dy_2O_3 meist 10 mg cm^{-2} , in großer Entfernung der Quelle 50 mg cm^{-2} . Je nach der Stärke der Aktivierung wurde mit einer Druckionisationskammer (10 atm) oder mit Zählrohr gemessen.

Fig. 2 zeigt das Versuchsergebnis. Aufgetragen sind wie üblich die mit r^2 multiplizierten β -Intensitäten der Dy-Indikatoren (Neutronendichten) als Funktion ihrer Exponierungsstelle r . Das Integral je einer solchen Kurve ist also ein Proportionalmaß für die Gesamtzahl der bei dem betreffenden Versuch im H_2O vernichteten langsamen Neutronen. Mit leerer Al-Kugel ohne Cd wurde kein Versuch durchgeführt; die Zahl der in diesem Fall im H_2O vernichteten Neutronen ist praktisch gleich der Zahl derer, die aus der ${}_0n^1$ -Quelle stammen; das dieser Zahl entsprechende Integral war aus früheren Messungen bekannt. Tabelle 1 gibt einen Überblick über die Zahlenverhältnisse.

3 Tabelle 1

Anordnung	$\int I r^2 dr$
Al-Kugel ohne „38“ ohne Cd	70,1
Al-Kugel mit „38“ ohne Cd	91,0
Al-Kugel ohne „38“ mit Cd	61,0
Al-Kugel mit „38“ mit Cd	62,8

3. Auswertung der Versuchsergebnisse

Das Ziel des Versuchs war die Bestimmung der Neutronenvermehrung, die allein durch die Spaltung von U^{238} durch schnelle Neutronen zustande kommt. Um diese zu erhalten, muß man in irgendeiner Weise die Neutronenvermehrung durch die Spaltung des U^{235} durch langsame Neutronen eliminieren. Diesem Zweck sollten die Cd-Versuche dienen. Aus dem Dichtegradienten an der Kugeloberfläche kann man ja, wie *Bothe-Flammersfeld* es getan haben, den Neutronenstrom berechnen, der in das Cd abfließt, und kann so die Gesamtzahl der außen thermisch werdenden Neutronen errechnen. Eine Spaltung durch thermische Neutronen ist in der Cd-Kugel dann nicht möglich.

Bei der genaueren Durchführung stellten sich aber erhebliche Schwierigkeiten heraus: Schon bei der leeren Cd-Kugel war die so berechnete Menge der außen thermischen werdenden Neutronen erheblich geringer, als sie nach der Messung ohne Cd sein sollte (70,1 in unseren Einheiten). Ebenso wurde für die 38-gefüllte Cd-Kugel ein kleinerer Wert dieser Menge gefunden, als nach dem anderen nachher zu besprechenden Verfahren. Der gleiche Sachverhalt ergab sich auch für die

4 *Bothe-Flammersfeldschen* Messungen bei genauer Diskussion der dort angegebenen Kurven. Diese Schwierigkeit hing offenbar zusammen mit einer anderen, auf die schon *Bothe-Flammersfeld* hingewiesen hatten: Bildet man für die leere Kugel die Differenz der Dichteverteilungen ohne Cd – mit Cd, so sollte sich eine Differenzverteilung der Form $e^{-r/l}/r$ ergeben, wobei $l \approx 2,6$ cm die Diffusionslänge thermischer Neutronen in Wasser ist. In Wirklichkeit fällt die Differenzvertei-

lung erheblich langsamer und nicht genau exponentiell nach außen ab, was von *B[othe]-F[lammersfeld]* als Argument für einen größeren Wert von l vorgesehen wird.

Diese Deutung scheint uns aber nach unseren Versuchen nicht wahrscheinlich. Vielmehr möchten wir glauben, daß die genannten Diskrepanzen auf eine Absorption von *nichtthermischen* Neutronen in Cd zurückzuführen sind. Eine solche Absorption erklärt nämlich erstens den langsameren Abfall der Differenzverteilung bei *B.-F.*, und bewirkt zweitens eine Verringerung der außen thermisch werdenden Neutronen, wie sie von uns beobachtet wurde. Versuche zur Nachprüfung dieses Effektes sind in Vorbereitung.

Da in Anbetracht dieser Schwierigkeit die Cd-Messungen keine klare Aussage über die Neutronenvermehrung zulassen, haben wir den Beitrag der U^{235} -Spaltung, der nur eine kleine Korrektur darstellt, durch folgende Rechnung eliminiert:

Die Neutronendichte am Rand der gefüllten Al-Kugel (ohne Cd) sei ϱ_0 (gemessen wurde: $\varrho_0 = 0,209$ in unseren Einheiten). Dann fällt die Dichte nach dem Gesetz:

$$\varrho = \varrho_0 \frac{R}{r} \sinh \frac{r}{l_U} \Big/ \sinh \frac{R}{l_U} ,$$

wobei l_U die Diffusionslänge im U-Metall, R der Kugelradius ist. Für | die Gesamtmenge der Neutronen im Inneren folgt daraus 5

$$N_i = 4 \pi \int r^2 dr \varrho = 4 \pi \varrho_0 R l_U [R \coth(R/l_U) - l_U] ,$$

also wegen $R \gg l_U$: $N_i \approx 4 \pi \varrho_0 R l_U (R - l_U)$.

Die Neutronenvermehrung durch Spaltung von U^{235} durch thermische Neutronen beträgt daher

$$N_i v_U (X - 1) = 4 \pi \varrho_0 R l_U (R - l_U) v_U (X - 1) .$$

Für X kann man in genügender Näherung $X = 1,10$ setzen. Durch Einsetzen der Zahlwerte erhält man in den gleichen Einheiten wie oben für den Beitrag der U^{235} -Spaltung den Wert: $N_i = 4,85$, also

$$N_i \frac{v_U}{v_H} (X - 1) = 5,2 .$$

Für den Vermehrungsfaktor Y ergibt sich damit

$$Y = \frac{91,0 - 5,2}{70} e^w = 1,23 e^w .$$

Die entsprechende Formel bei *Bothe-Flammersfeld* lautet praktisch ebenso: $Y = 1,25 \cdot e^w$.

Allerdings ist der Wert von w bei uns sicher höher als bei *B.-F.*, da unsere Metallkugel fast den doppelten Radius hat. Wir schließen daraus, daß die Vermeh-

rung in unserer großen Metallkugel (Radius 15 cm) etwas, aber nicht viel größer ist als in der von *B.-F.* verwendeten Kugel von 9 cm Radius. Dieses Verhalten ist nach dem Bericht von *Stetter* und *Lintner* und nach eigenen theoretischen Überlegungen (vgl. Bericht) auch zu erwarten. Der Anstieg von Y mit dem Radius scheint experimentell etwas geringer zu sein als nach den theoretischen Erwartungen. Ein genauer Wert von Y kann aus unserem Versuch allerdings einstweilen 6 nicht ermittelt werden, da für die Berechnung von w bei so großen Schichtdicken keine gesicherte Grundlage vorliegt. Erst die Auswertung der *Sauerweinschen* Ergebnisse kann hier vielleicht Klarheit schaffen.

Im ganzen bestätigen unsere Ergebnisse, daß die Spaltung von U^{238} allein jedenfalls nicht zur Energieerzeugung ausgenützt werden kann, daß aber die Neutronenvermehrung durch diesen Spaltprozeß in allen bisherigen Versuchen eine gewisse Rolle spielen muß.

Nachtrag

Um festzustellen, ob die Absorption von nicht-thermischen Neutronen durch Cd von merklichem Einfluß auf die Neutronenverteilung sein kann, haben wir nachträglich noch folgenden Versuch angestellt: Die Neutronenquelle befand sich einmal im Innern einer leeren Al-Kugel von 12,5 cm Radius, ein andermal im Innern einer gleich großen Al-Kugel, die aber außen mit einer 1 mm dicken Cd-Schale umgeben war. Gemessen wurde in beiden Fällen in dem die Kugel umgebenden H_2O die Verteilung von Ag-Resonanz-Neutronen mit Hilfe einer im Cd eingeschlossenen Ag-Folie. Fig. 3 enthält das Ergebnis. Der Unterschied beider Kurven zeigt den absorbierenden Einfluß der die Hohlkugel umgebenden Cd-Schicht auf Neutronen mit einer Energie gleich oder größer als die der Ag-Resonanz-Neutronen. Diese Cd-Schicht hat also auf die Verteilung der thermischen Neutronen im umgebenden H_2O eine doppelte Wirkung: 1) Sie drückt die Neutronendichte in der nächsten Nachbarschaft durch Absorption der an das Cd hindifundierenden Neutronen. 2) Sie vermindert die Neutronendichte auch noch in großer Entfernung vom Cd durch Absorption von rascheren Neutronen, aus 7 denen die thermischen erst in jener Entfernung entstehen. (Letzterer Effekt | sollte sich eigentlich auf noch größere Entfernung erstrecken, als aus Fig. 3 hervorzugehen scheint; es kam uns aber zunächst nur auf eine qualitative Feststellung des Effektes an.)

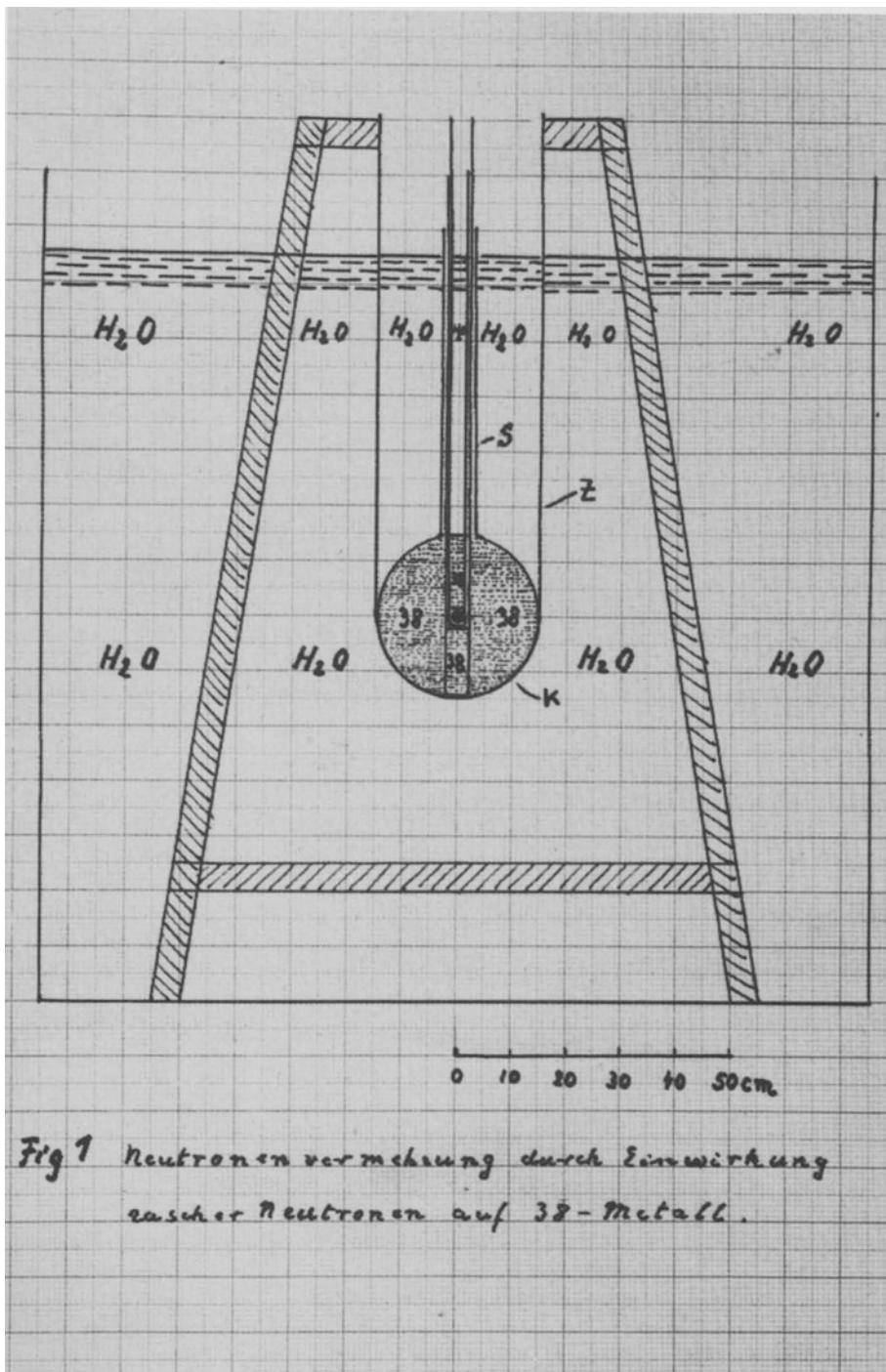
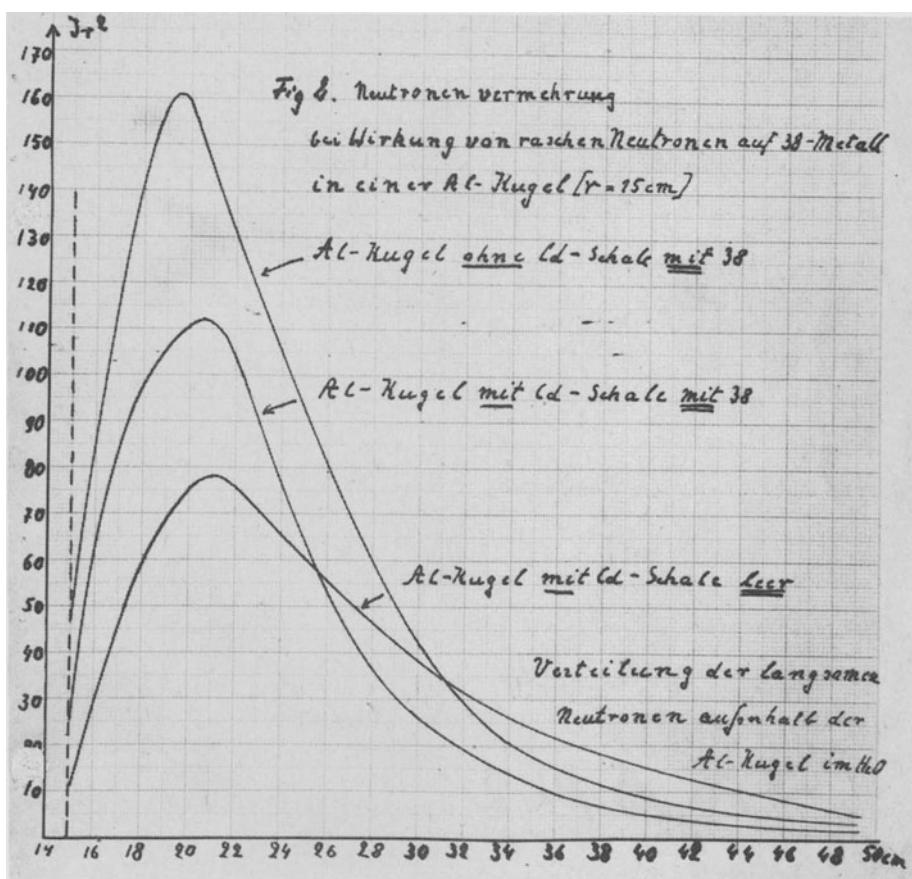
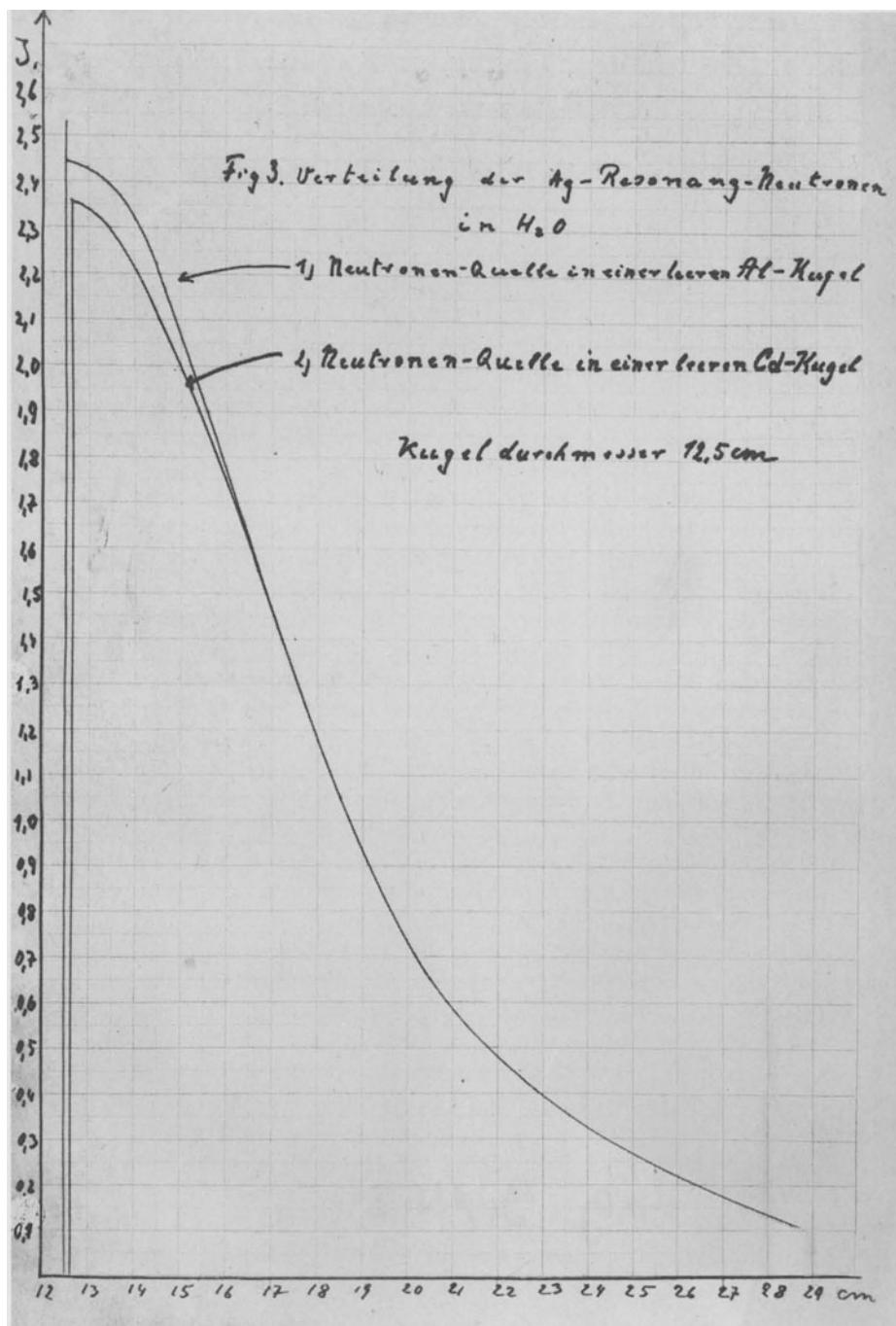


Fig 1 Neutronenvermehrung durch Einwirkung
rascher Neutronen auf 38 -Metall.

9





Der experimentelle Nachweis der effektiven Neutronenvermehrung in einem Kugel-Schichten-System aus D₂O und Uran-Metall

Von R. u. K. Döpel und W. Heisenberg¹

1. Problemstellung und bisherige Versuche

Da der in dieser Arbeit beschriebene Versuch einen gewissen Abschluß darstellt einer Reihe von Experimenten, die in Hamburg, Heidelberg, Berlin und Leipzig in den letzten zwei Jahren durchgeführt worden sind, sollen der Grundgedanke dieser Versuche und das in ihnen erstrebte Ziel noch einmal kurz geschildert werden. Auch die experimentellen Einzelheiten werden z.T. in Wiederholung früherer Berichte nochmal ausführlich beschrieben.

Bei der von *Hahn* und *Strassmann* gefundenen Uranspaltung durch langsame Neutronen werden bekanntlich wiederum Neutronen frei. Das Ziel das vorliegenden und ähnlicher vorangehender Versuche war es nun, zu entscheiden, ob es möglich ist, die bei dem Spaltungsprozeß frei werdenden raschen Neutronen ohne großen Neutronenverlust zu verlangsamen, so daß sie ihrerseits den gleichen Spaltungsprozeß mit so großer Häufigkeit veranlassen können, daß schließlich ein nicht abreißender Kettenprozeß resultieren kann, den man dann einer sehr wirksamen Energieerzeugung dienstbar machen könnte. Diese Entscheidung ist daran geknüpft, ob es experimentell möglich ist, eine aus U und Neutronen-verlangsamender Substanz bestehende Anordnung zu bauen, derart, daß eine ins Innere der Anordnung gebrachte Neutronenquelle aus dem ganzen System mehr Neutronen austreten läßt, als sie primär hineinsendet; oder anders ausgedrückt: eine Anordnung mit „negativem“ Absorptionskoeffizienten gegenüber Neutronen. Ist erst einmal ein solches Modell nachgewiesen, dann braucht man es nur noch entsprechend zu vergrößern, um schließlich zwangsläufig zu einem ohne äußere Einstrahlung selbständig | brennenden „Uranbrenner“ zu gelangen.

2

Die bei der Neutronenverlangsamung eintretenden und für den gesuchten Effekt schädlichen Neutronenverluste sind bedingt durch die Einfangung mittelschneller Neutronen in den Resonanzstellen des Kerns 238, die nicht zu weiterer Neutronenemission führt und durch die Einfangung vor allem thermischer Neutronen in der verlangsamenden Substanz und in dem Halterungsmaterial (und ev[entuell] in irgendwelchen Beimengungen). Es lag daher nahe, eine Verlangsamungssubstanz mit möglichst geringem Einfangsquerschnitt zu wählen. Die bisherigen Versuche führten auf D₂O, dessen on^1 -Einfangung so klein ist, daß man sie wohl in der Hauptsache dem unvermeidlichen H₂O-Gehalt zuschreiben kann (*R. u. K. Döpel u. W. Heisenberg*). Weiterhin läßt sich die Neutroneneinfangung

¹ Undated. The covering letter is from July 1942; the experiment had been finished, however, well before 23 June 1942, the date of an accident destroying the Leipzig apparatus. Döpel later gave the date of the experimental proof as April 1942. The report was stamped „Geheime Kommandosache“, i.e., *very secret*. (Editor)

in den Resonanzstellen des U dadurch herabdrücken, daß man die Neutronen beim Durchlaufen der Resonanzenergien möglichst vom U fernhält, d. h. also U und Verlangsamersubstanz in Schichten anordnet. Solche Schichtenmodelle wurden in Berlin und Leipzig ausgeführt. Die Modelle der Berliner Versuche bestanden aus horizontalen Schichten, sie haben den Vorteil leichter Variierbarkeit. In Leipzig wurden konzentrische Kugelschichten angewandt; diese Anordnung ist zwar technisch etwas schwieriger durchführbar und nur durch vollkommenen Neubau variierbar, sie hat aber den Vorteil der einfacheren theoretischen Behandlung. Daß Schichtenanordnungen einer homogenen Mischung aus U und Verlangsamersubstanz überlegen sind, ergab sich theoretisch und später empirisch durch einen Versuch von *Bothe* und *Flammersfeld* an einer U-Oxyd-H₂O-Mischung. Alle die hier mit U-Oxyd und H₂O oder D₂O durchgeführten Versuche zeigten indessen keinerlei effektive Neutronenvermehrung. Die Anwendung von D₂O und U-Oxyd an einem Kugelschichtensystem ließ allerdings den unerwünscht positiven Neutronenabsorptionskoeffizienten so klein werden, daß er negativ wurde, wenn man die von der Halterungssubstanz absorbierte | Neutronenmenge zu der außerhalb des Systems frei werdenden Neutronenmenge hinzuzählte. (*R. u. K. Döpel u. W. Heisenberg*). Um volle Gewißheit über die Möglichkeit der U-Maschine zu erlangen, wurde daher ein neuer Versuch mit U-Metall und D₂O angesetzt, der dann in der Tat eine positive Entscheidung herbeiführte.

2. Prinzip der Methode

Im Zentrum eines konzentrischen Kugelschichtensystems befindet sich eine Ra Be-Neutronenquelle. Die Neutronen laufen zunächst durch eine rund 12 cm dicke D₂O-Schicht, an diese schließt sich eine 4 cm dicke Schicht aus U-Metall an; dann kommt nochmals eine 17 cm dicke D₂O-Schicht, die wiederum von U-Metall von 4,5 cm Dicke umgeben ist; das Ganze befindet sich in einem großen H₂O-Bottich. Die Schichtdicken waren durch vorausgehende Messungen der Diffusionslängen in D₂O und U-Metalle nahe gelegt. Der Effekt ist aber gegenüber kleinen Abweichungen von den optimalen Schichtdicken nicht sehr empfindlich, so daß für die wirklich benutzten Schichtdicken technische Gründe der Kugelherstellung und der D₂O und U-Beschaffung mit maßgebend waren. Im D₂O werden die Neutronen praktisch nur verlangsamt; soweit sie als langsame Neutronen in das U-Metall eintreten, erzeugen sie dort wiederum Neutronen. Diese treten als rasche Neutronen nach beiden Seiten aus der U-Schicht aus, werden im D₂O verlangsamt und diffundieren als solche ins U-Metall zurück, wo sie wiederum rasche Neutronen erzeugen und so fort. Eine verlustlose Verlangsamung findet auch bei der Schichtenanordnung nicht statt; die ohne Neutronenemission erfolgende Resonanzeinfangung in U läßt sich aber auf diese Weise sehr herabsetzen. Aus der Außenschale des Systems treten schließlich Neutronen in das umgebende H₂O. Diese Neutronenmenge ist mit der primär von der Neutronenquelle gelieferten Neutronenmenge zu vergleichen. Ist I_r die Dichte thermischer Neutronen in der Entfernung r vom Systemzentrum in dem umgebenden H₂O, dann | ist die Zahl der außerhalb des Systems in der Zeiteinheit vom H₂O absorbierten Neutronenmengen

3

4

$$4 \pi v_H \int_R^\infty I_r r^2 dr = N_a \cdot v_H , \quad (1)$$

v_H = zeitlicher Neutronen-Absorptionskoeffizient im H_2O , R = Radius des Systems. Diese Zahl ist natürlich gleich der Zahl der aus dem System herauskommenden Neutronen. Die aus der Neutronenquelle austretenden Primär-Neutronenmengen $N_a^0 \cdot v_H$ bekommt man auf die gleiche Weise; indem man eine Neutronenquelle einfach in H_2O setzt und das gleiche Integral bestimmt, wobei R dann den Radius der Neutronenquelle [r_0] bedeutet. Schließlich brauchen wir noch die Zahl der im System insgesamt absorbierten Neutronen; sie ist

$$4 \pi v \int_{r_0}^R I_r r^2 dr = N_i \bar{v} , \quad (2)$$

wobei \bar{v} der gesuchte mittlere zeitl. Absorptionskoeffizient des Systems ist, den wir dann berechnen könnten aus

$$N_i \cdot \bar{v} = (N_a^0 - N_a) v_H . \quad (3)$$

An dem so bestimmten Absorptionskoeffizienten sind jedoch noch einige Korrekturen anzubringen.

a) Photoneutronen. Die Ra Be-Neutronenquelle sendet außer Neutronen auch γ -Strahlen in das D_2O , die dort Photoneutronen erzeugen können. Aus dem D_2O treten also mehr Neutronen aus, als die Neutronenquelle liefert. Diese zusätzliche Neutronenwahl lässt sich leicht dadurch bestimmen, daß man die Neutronenquelle einmal direkt in H_2O setzt, daß andere Mal innerhalb einer D_2O -Kugel in H_2O und beide Male im umgebenden H_2O die Integrale $4 \pi \int_R^\infty I_r r^2 dr$ bestimmt.

b) $D(n, 2n)$ -Neutronen. Eine ungefähre Abschätzung kann man dadurch erreichen, daß man bei dem unter (a) genannten Versuch die Neutronenquelle mit Pb abschirmt und so den $D(\gamma, n)$ -Prozeß teilweise abdrosselt. Leider ist die Absorption der für den Prozeß in Frage kommenden γ -Komponenten der Gesamt- γ -Strahlung der Ra Be-Neutronenquelle nicht genau bekannt. Indessen dürfte der Beitrag der $D(n, 2n)$ -Neutronen überhaupt sehr gering sein.

c) Die Ra Be-Neutronen durchdringen zu einem kleinen Teil auch die erste U-Schicht noch als *schnelle* Neutronen. Dies hat $(n, 2n)$ -Prozesse und Spaltungsprozesse im U-Metall zur Folge, die zu einer gewissen Neutronenvermehrung Y_{RaBe} führen, die nach früheren Berichten auf Grund der vorliegenden Ra Be-Experimente abgeschätzt werden kann. Man hat daher in (3) statt N_a^0 den Wert $N_a^0 Y_{RaBe}$ einzusetzen (vgl. Abschn. 5).

d) Die Zahlen N_a^0 und N_a auf der rechten Seite von (3) messen eine Menge *schneller* Neutronen, während N_i auf der linken Seite wegen der Definition des Absorptionskoeffizienten eine Menge thermischer Neutronen bedeutet. Man muß daher die linke Seite noch mit dem Faktor e^w (w = Wahrscheinlichkeit des Resonanzefangs) aufwerten, um auf beiden Seiten vergleichen zu können (vgl. den früheren Bericht von *v. Droste*).

e) Absorption von Neutronen im Al-Halterungsmaterial. Diese lässt sich aus der Neutronendichte in der Nähe des Halterungsmaterials und aus dem Absorptionskoeffizienten in Al bestimmen. Diese Neutronenzahl ist gegenüber dem gesamten Neutronenumsetz gering. Man könnte sie den aus dem System austretenden Neutronen zuzählen und würde dann die Neutronenemission einer halterungsfreien U-Maschine erhalten, aus der sich dann die Verhältnisse einer Maschine mit anderem Halterungsmaterial berechnen ließen.

3. Versuchsanordnung

a) Das Kugelschichtensystem. Fig. 1 zeigt einen schematischen Querschnitt durch das ganze System. Im Innern befindet sich eine mit D_2O gefüllte Al-Kugel, Wandstärke ca. 1,2 mm, durch deren Schaftansatz die Neutronen-Quelle und die Neutronen-Indikatoren für die Neutronenmessung im Innern des Systems eingeführt werden. Die Kugel lagert in einer mit U-Metall gefüllten Halbkugelschale aus Al. Auf diese folgt nach außen ein allseitig verschweißter halbkugelschalengförmiger D_2O -Behälter aus Al, der seinerseits in einer wieder mit U-Metall gefüllten Al-Halbkugelschale ruht. Die beiden mit U-Metall gefüllten Halbkugelschalen werden je von einer 5 mm dicken Al-Platte getragen, an die sie aber, um das Al nicht zu erweichen, nicht angeschweißt, sondern mittels Al-Flanschen und Al-Scheiben angeschraubt und mittels Gummiringen und Hartwachs gedichtet sind. Die Füllung erfolgte durch kleine Fülllöcher in der Al-Platte, die mittels Al-Schrauben geschlossen wurden. Auf diesem Halbkugelschalensystem liegt ein zweites, ganz gleich gebautes, das nur außerdem die erforderliche Durchführung für den Flaschenhals der inneren Kugel besitzt. Der D_2O -Behälter und die innere U-Schale werden vor dem Aufsetzen des Halbkugelsystems von unten gefüllt. Die Füllung der äußeren U-Schale erfolgte danach durch besondere Füllansätze an der Außenbegrenzung. Die Füllung mit U erfolgte unter ständigem Klopfen bzw. Rütteln, um eine möglichst hohe Schüttendichte des U-Metalls zu erreichen. Die mittlere Schüttendichte der Innenschale betrug etwa 10,8, die der äußeren Kugelschale etwa 9,34. – Der Flaschenhals der inneren Kugel bestand aus einzelnen Al-Büchsen, die je nach der Schicht, an die sie angrenzen, mit D_2O oder U-Metall gefüllt waren. Diese Büchsen waren wie aus Fig. 1 ersichtlich mehrmals unterteilt, um durch eingelegte Neutronenindikatoren die Neutronendichten im System in Abständen von 2 ... 4 cm an messen zu können.

Das ganze Kugelsystem ruht auf einem Unterbau aus wasserfest geleimten Sperrholzbrettern in radialer Anordnung. Nach der Füllung und Dichtung wurde das ganze System von einem mit H_2O gefüllten Zinkbottich umschlossen.

Fig. 2 zeigt ein Photo des geschlossenen Kugelsystems aus einer früheren Arbeit; das hier gebrauchte unterscheidet sich davon nur durch stabileren Holzunterbau.

Gewichtsververhältnisse

D ₂ O ca.	140 kg
Uran innere Schale	90 kg
Uran äußere Schale	<u>660 kg</u> <u>750 kg</u>
Gesamtgewicht des Inhaltes ca.	890 kg
Gewicht der Al-Halbkugeln	30 kg.

b) Neutronenquelle. Als Neutronenquelle diente Ra (480 m Curie) + Be. Die Mischung befand sich in einer kleinen Nickelkugel von 1,95 cm Durchmesser und 0,1 cm Wandstärke.

c) Neutronenindikator. Zum Nachweis der Neutronen wurde Dy benutzt, das praktisch nur durch thermische Neutronen aktiviert wird. Das Dy₂O₃ wurde in Spiritus unter Zusatz einiger Schellacktropfen aufgeschwemmt, auf kleinen Al-Tellerchen angetrocknet ($\varnothing = 5 \text{ cm}$ $d = 0,2 \text{ mm}$) und mit einer Al-Schutzfolie versehen. (10 mg Dy₂O₃/cm²).

d) Messung der Neutronenwirkung. Die β -Aktivität des Dy wurde je nach ihrer Stärke mittels Überdruck-Ionisationskammer ($p = 8 \text{ Atü CO}_2$) und Elektrometer oder mit Zählrohr gemessen. (Wandstärke des Al-Zählrohrs ca. 0,12 mm; Absorptionswirkung des Ionisationskammerfensters ($\varnothing = 6 \text{ cm}$) ungefähr gleich groß). Die Aufladung des Wulfschen Elektrometers (1 Skt = 0,02 Volt) wurde laufend durch die eines Induktionsringes kompensiert. Es wurde stets so lange aufgeladen, bis eine bestimmte Kompensationsspannung anzulegen war. In die innere Meßgenauigkeit der Elektrometermessung geht daher nur die Genauigkeit ein, mit der man mittels Stopuhr Zeiten von 1 – 10 Minuten miteinander vergleichen kann. Zählrohr- und Elektrometermessungen wurden durch besondere

8 Messungen mit einander verknüpft. Alle Messungen wurden auf Th-Standardpräparate bezogen.

e) Eine aus Be-Metall und RaSO₄ bestehende Neutronenquelle kann nicht ohne weiteres als Quelle eines konstanten Neutronenstromes angesehen werden. Die Kristalle des sehr fein ausfallenden RaSO₄ sind im allgemeinen klein genug, um durch die Lücken des Be-Pulvers hindurchfallen zu können. Die dadurch mögliche teilweise Entmischung kann einen Teil der Ra- α -Strahlen unwirksam machen und so eine Änderung des Neutronenstromes herbeiführen. In der Tat wurden Änderungen bis zu 10% beobachtet, wobei allerdings die Neutronenquelle wohl stark erschüttert worden war. Deshalb wurde die Ergiebigkeit der Quelle vor und nach den Hauptmessungen durch Messung der Neutronendichte in bloßem H₂O in bestimmter Entfernung von der Neutronenquelle kontrolliert.

4. Ergebnisse

In der Fig. 3a ist der Verlauf der Neutronendichte im Innern und außerhalb der Schichtung in Wasser eingetragen. Die Abbildung gibt die Intensität selbst (in

willkürlichen Einheiten) als Funktion des Radius, die Fig. 4a und b stellen Ir^2 als Funktion des Radius innen und außen dar.

Die Abbildungen zeigen, daß die Neutronendichte im Innern der Anordnung jeweils in den Uranschichten stark herabgedrückt ist, daß sie aber sonst nicht stark variiert. Außerhalb der Schichtung im Wasser steigt das Produkt aus Dichte und Quadrat des Radius zunächst zu einem steilen Maximum an und fällt dann etwa exponentiell ab. Zur Kontrolle ist der Verlauf im Wasser außen auch bestimmt worden in einer Meßreihe, bei der die Neutronenquelle mit einer Pb-Kugel umgeben war. Die zugehörige Kurve liegt, wie Fig. 4b zeigt, ein wenig tiefer als die Kurve ohne Pb. Dieses Verhalten war wegen der Absorption der die Photoneutronen erzeugenden γ -Strahlung theoretisch zu erwarten. Auf die Messung im Inneren mit Pb wurde wegen der kleinen Unterschiede verzichtet. 9

Für die Auswertung des Versuchs braucht man nun in erster Linie die integrierten Gesamtneutronenmengen in den verschiedenen Teilen der Apparatur: im Uran-Metall, im D_2O , außen im H_2O und im Halterungsmaterial Al. Die Integration ergibt (in willkürlichen Einheiten):

Tabelle 1

	N_a	N_U	N_{D_2O}	N_{Al}
ohne Pb	78,2	20,3	91,7	4,4
mit Pb	76,7			

Zum Vergleich braucht man die vom Präparat ausgesandte Neutronenmenge sowie die Anzahl der im D_2O erzeugten Photoneutronen. Die letztere wurde früher durch Kontrollversuche bestimmt, bei denen das Präparat von einer Kugel aus D_2O (12 cm Radius) umgeben war; gemessen wurde wieder die Neutronendichte im umgebenden Wasser. So ergaben sich für N_a^o aus früheren Messungen die Zahlen:

Tabelle 2

	Ohne Photoneutronen	Einschließl. Photoneutronen
Ohne Pb	61,3	69,1
Mit Pb	62,2	67,5

Die innere Meßgenauigkeit der angegebenen Integrale beträgt etwa $\pm 1\%$.

5. Diskussion der Ergebnisse

Der Vergleich der ersten Spalte in Tabelle 1 mit der letzten Spalte in Tabelle 2 zeigt sofort, daß in der Schichtenanordnung eine erhebliche Vermehrung der Neutronen – nur etwa 13% – stattgefunden hat. Es ist daher jetzt endlich gelungen, eine Schichtenanordnung zu bauen, die mehr Neutronen erzeugt als ab-

sorbiert, die also im Ganzen gesehen einen negativen Absorptionskoeffizienten besitzt.

- 10 Für die genaue Berechnung dieses Absorptionskoeffizienten muß man noch zwei Korrekturen beachten, die in Abs. 2 bereits erwähnt werden: Ein kleiner Teil der von der Quelle kommenden Neutronen gelangt noch in die erste Uran-Schicht mit hoher Energie und kann dort Spaltungen und $(n, 2n)$ Prozesse hervorrufen. Dies führt zu einer gewissen Vermehrung der Primärneutronen (Vermehrungsfaktor Y), die man aus früheren Versuchen abschätzen kann (vgl. frühere Berichte über die Spaltung durch schnelle Neutronen von *Bothe-Flammersfeld, Stetter-Lintner, Döpel-Heisenberg*). Die Rechnung ergibt $Y_{RaBe} = 1,015$.

Ferner muß man beachten, daß es sich bei den von der Quelle kommenden und den nach außen abwandernden Neutronen um schnelle Neutronen handelt, während die gemessenen Zahlen die Menge thermischer Neutronen bedeuten. Die Neutronenmenge im Inneren N_i muß also zur richtigen Berücksichtigung der Verluste durch Resonanzabsorption noch um den Faktor e^w aufgewertet werden. So ergibt sich schließlich die gegenüber (3) korrigierte Formel (\bar{v} effektiver Absorptionskoeffizient der Schichtung, v_H Absorptionskoeffizient von Wasser, $v_H = 3920 \text{ sec}^{-1}$, w Wahrscheinlichkeit für Resonanzeinfang):

$$\bar{v} = \frac{N_a^0 Y_{RaBe} - N_a}{N_i} v_H . \quad (4)$$

Setzt man die Werte aus Tabelle 1 und 2 ein und entnimmt aus Berechnungen von *v. Weizsäcker* (Bericht) für w den Wert $w = 0,26$, so ergibt sich aus den Messungen ohne Pb:

$$\bar{v} = \frac{70,2 - 78,2}{116,4} e^{-0,26} v_H = -208 \text{ sec}^{-1} . \quad (5)$$

Aus den Kontrollmessungen mit Pb ergäbe sich praktisch der gleiche Wert.

- Dieses günstige Ergebnis ist erreicht worden trotz des Halterungsmaterials Al, das einen kleinen Teil der Neutronen im Innern wegabsorbiert und dadurch die Wirkung der Apparatur verschlechtert. Wenn man das Halterungsmaterial ganz weglassen könnte – was für spätere Maschinen aus gegossenem U-Metall zu erhoffen ist –, so wäre der Absolutbetrag $|\bar{v}|$ zweifellos noch größer. Man kann auch den Wert, der sich ohne Halterungsmaterial ergäbe, aus unseren Versuchen ungefähr ermitteln, indem man einfach das Halterungsmaterial mit zum Außenraum rechnet. Man muß dann N_a ersetzen durch $N_a + (v_{Al}/v_H)N_{Al}$ und N_i durch $N_i - N_{Al}$.

Aus Tabelle 1 und den früheren Messungen über die Absorption von Al folgt $(v_{Al}/v_H)N_{Al} = 7,3$. Dann ergibt sich

$$\bar{v} = \frac{70,2 - 85,5}{112} e^{-0,26} \cdot v_H = -413 \text{ sec}^{-1} . \quad (6)$$

Der störende Einfluß des Halterungsmaterials ist also auch in der hier beschriebenen Apparatur noch sehr groß – er setzt den Wert von $-\bar{v}$ auf die Hälf-

te herab, aber er verdirbt die Anordnung nicht, der Absorptionskoeffizient bleibt negativ.

Das hier erzielte Ergebnis ist erheblich günstiger, als nach den Berechnungen aus den mit U-Oxyd durchgeföhrten Versuchen zu erwarten war. Unsere Messungen bestätigen also das Ergebnis der Versuche, die in Berlin an Schichtungen aus Metall und Paraffin durchgeföhr worden sind (vgl. Bericht *Bopp – Fischer – Heisenberg – v. Weizsäcker – Wirtz*): Die Verwendung von U-Metall in den Schichtungen ergibt eine größere Verbesserung, gegenüber dem Oxyd, als nach den theoretischen Rechnungen zu erwarten wäre. Die Gründe für diese Verbesserung sind einstweilen noch nicht bekannt.

Um aus den hier gewonnenen Ergebnissen die endgültige Größe eines Energie liefernden Uranbrenners zu berechnen, müßte man noch die effektive Diffusionskonstante der Schichtung kennen. *Bothe u. Jensen* (Bericht) haben Messungen über die Bremslänge in D_2O angestellt, nach denen die effektive Diffusionskonstante abgeschätzzt werden kann; es bleibt dabei | aber der Einfluß der U-Schichten auf diese Konstante unbekannt; unsere Apparatur ist zu klein, um eine einigermaßen genaue Messung der effektiven Diffusionskonstante zuzulassen. Man bleibt also einstweilen auf sehr ungenaue Schätzungen angewiesen. Diese Schätzungen führen zu dem Resultat, daß eine Vergrößerung unserer Apparatur auf etwa 5 to D_2O und 10 to gegossenes U-Metall zu einem Energie liefernden Uranbrenner führen müßte. Doch sind diese Zahlen naturgemäß noch sehr unsicher.

12

Zusammenfassung

Eine kugelförmige Schichtenanordnung aus D_2O und U-Metall (Schichtdicken 17 cm D_2O , 4 cm U-Metall der Dichte 10, dazwischen als Halterungsmaterial 2 bis [5] mm Al) besitzt einen *negativen* Neutronen-Absorptionskoeffizienten. Die einfache Vergrößerung der hier beschriebenen Schichtenanordnung würde also zu einem Uranbrenner führen, aus dem Energie von der Größenordnung der Atomkernenergien entnommen werden kann.

Alle Leipziger Apparaturen wurden von Mechanikermeister *W. Paschen* aufgebaut. Er hat diese Aufgabe, wie wir hier anerkennend hervorheben möchten, mit liebevoller Hingabe und außerordentlichem Geschick durchgeföhr und darüber hinaus seine Einsatzbereitschaft auch bei den sich ereignenden Unglücksfällen bewiesen.

Herrn *G. Kunze* verdanken wir den größten Teil der β -Aktivitätsmessungen, die er als technische Hilfskraft äußerst gewissenhaft durchgeföhr hat.

Editor's Note

No copy of this important reports contains the figures mentioned in the text. In trying to reconstruct them, we arrived at the following conclusions:

Fig. 1 is most probably identical with Fig. 1 from Report No. 13, p. 527;

Fig. 2 has been obtained from the Döpel Nachlaß;

Fig. 3 and 4 cannot be recovered; they correspond to the two parts of Fig. 2 in Report No. 13, p. 528 (instead of the data of the Leipzig experiment *L III* now those of the final experiment *L IV* have to be inserted).

This reconstruction has been based partly on an article of *Chr. Kleint: Kernenergie* **29**, 245 – 251 (1986), dealing with the history of the Leipzig uranium experi-

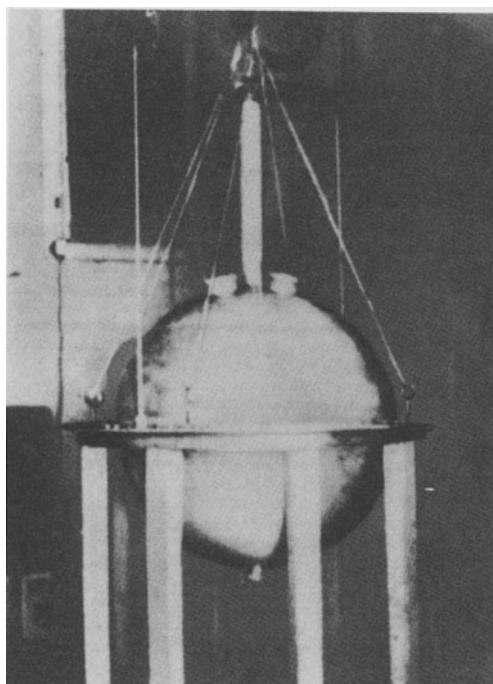


Fig. 2. „Das Kugelschalen System“ des Leipziger Versuchs *L IV* „vor der Versenkung in den H₂O-Bottich“ (R.D.)

Bemerkungen zu dem geplanten halbtechnischen Versuch mit 1,5 to D₂O und 3 to 38-Metall

Von W. Heisenberg

Die unerwartet günstigen Ergebnisse, die bei dem letzten Leipziger Versuch mit 150 kg D₂O und ca. 800 kg 38-Metall (Bericht *Döpel-Heisenberg*) erzielt worden sind, geben Anlaß zu der Frage, welche Neutronenvermehrung bei dem geplanten halbtechnischen Versuch wird erreicht werden können und wie nahe man damit an den betriebsfähigen 38-Brenner herankommen kann. Sie geben ferner Veranlassung dazu, die Frage nach der Stabilität eines solchen Brenners erneut zu prüfen.

1. Die Neutronenvermehrung

Die Frage der Neutronenvermehrung kann näherungsweise beantwortet werden, wenn man die effektive Neutronenabsorption $\bar{\nu}$ (die negativ ist!) und die effektive Diffusionskonstante \bar{D} der Schichtung und außerdem die Randbedingung an der Grenze Schichtung/Außenraum kennt. Die Diffusionsgleichung lautet:

$$\bar{D}\Delta\varrho - \bar{\nu}\varrho = 0 \quad \text{oder} \quad \bar{l}^2\bar{\nu}\Delta\varrho - \bar{\nu}\varrho = 0 \quad \text{wobei} \quad l^2 = -\bar{D}/\bar{\nu}. \quad (1)$$

Als Grenzbedingung kann angesetzt werden:

$$(\partial\varrho/\partial r)_R = -\varrho_R/a, \quad (2)$$

wobei die Konstante a von der Schichtung und von den Eigenschaften der Mantelsubstanz (H₂O, Kohle oder dergl.) abhängt. Die Grenzbedingung (2) bedeutet nichts anderes, als daß an der Grenze eine eindeutige Beziehung besteht zwischen dem Neutronenstrom nach außen und der Neutronendichte in der Gegend des Randes unabhängig von der Größe der Maschine. Man hat nun die Lösung der Gl. (1) und (2) einzusetzen, die einer im Zentrum der (kugelförmig gedachten) Maschine stehenden Neutronenquelle der Stärke Q entspricht. Aus (1) folgt zunächst

$$\varrho = \frac{Q}{4\pi\bar{D}r} (\cos(r/\bar{l}) + \alpha \sin(r/\bar{l})), \quad (3)$$

die Konstante α ist aus der Grenzbedingung zu bestimmen. [Gleichung] (2) geht durch (3) über in:

$$\frac{1}{R^2} \left[\left(1 - \frac{\alpha R}{\bar{l}}\right) \cos \frac{R}{\bar{l}} + \left(\alpha + \frac{R}{\bar{l}}\right) \sin \frac{R}{\bar{l}} \right] = \frac{1}{aR} \left[\cos \frac{R}{\bar{l}} + \alpha \sin \frac{R}{\bar{l}} \right]. \quad (4)$$

Setzt man $R/\bar{l} = x$, $R/a = y$, so folgt:

$$\alpha[(1-y)\sin x - x\cos x] = (y-1)\cos x - x\sin x . \quad (5)$$

Die Gesamtmenge der pro Zeiteinheit nach außen abströmenden Neutronen beträgt

$$\bar{D}4\pi R(\partial Q/\partial r)_R = Q[(1-\alpha x)\cos x + (\alpha+x)\sin x] . \quad (6)$$

Für den Vermehrungsfaktor Z – das Verhältnis der Menge der austretenden Neutronen zu der eintretenden – erhält man daher nach (6) u. (5)

$$\begin{aligned} Z &= \cos x + \sin x - \frac{[(y-1)\cos x - x\sin x](x\cos x - \sin x)}{(1-y)\sin x - x\cos x} \\ &= \frac{xy}{x\cos x + (y-1)\sin x} . \end{aligned} \quad (7)$$

Beim Leipziger Versuch wurde Z direkt gemessen. Dagegen sind sowohl x wie y zunächst unbekannt. Man kann x abschätzen, indem man die *Bothesche* Formel für die effektive Diffusionskonstante und die experimentellen Werte für die mittlere Bremslänge s^2 und für \bar{v} zu Grunde legt. Nach *Bothe* ist

$$D = D + \frac{1}{6}(\bar{v} + v_{\text{gem}})\overline{s^2} . \quad (8)$$

v_{gem} ist der mittlere thermische Absorptionskoeffizient der Schichtung, also bei ca. 40 g Uran/20 cm D₂O ist $v_{\text{gem}} \sim 6800 \text{ sec}^{-1}$, und aus $\overline{s^2} = 44^2 \text{ cm}^2$ folgt

$$\bar{D} \sim 2,2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec} . \quad (9)$$

- 3 Der Leipziger Versuch soll in der Weise ausgewertet werden, daß das Halterungsmaterial mit zum Außenraum gerechnet wird. Es wird also angenommen, daß bei dem geplanten halbtechnischen Versuch das Halterungsmaterial praktisch keine Rolle mehr spielen wird. In dieser Weise wird man den geplanten Versuch vielleicht etwas zu günstig beurteilen. Man erhält dann aus den Leipziger Messung $\bar{v} \sim -400 \text{ sec}^{-1}$, also

$$\bar{l} = 74 \text{ cm} , \quad x = 0,5 . \quad (10)$$

Aus dem gemessenen Wert $Z = 1,23$ folgt

$$y = 0,55 ; \quad \text{also} \quad (11)$$

$$a = 68 \text{ cm} . \quad (12)$$

Vor der Anwendung dieses Resultates auf den geplanten Versuch soll kurz untersucht werden, ob der gefundene Wert von a physikalisch plausibel ist. Multipliziert man Gl. (2) mit \bar{D} , so steht links der Strom durch die Oberfläche der Maschine, also die pro sec durch den cm^2 tretende Neutronenmenge. Diese Menge muß übereinstimmen mit der pro sec im Wasser außen pro cm^2 Fläche absor-

bierten Neutronenmenge. Die letztere ist durch das Integral der Neutronendichte über den Radius, multipliziert mit dem Absorptionskoeffizienten in Wasser, genauer durch

$$\frac{v_H}{R^2} \cdot \int_R^\infty \varrho r^2 dr \quad (13)$$

gegeben. Die Dichte ϱ_R auf der rechten Seite von (2) braucht nun nicht genau mit der Dichte am Rande der Maschine übereinzustimmen, da die Dichte in der Nähe des Randes stark schwankt; ϱ_R kann einen Mittelwert über Gebiete in der Nähe des Randes bedeuten. Aber jedenfalls kann man auf Grund von (2) und (13) eine mittlere Eindringtiefe d der Neutronen in das Wasser definieren durch die Gleichung

$$\bar{D}(\partial \varrho / \partial r)_R = \frac{\bar{D}}{a} \varrho_R = v_H d \varrho_R = \frac{v_H}{R^2} \int_R^\infty \varrho r^2 dr . \quad (14)$$

d muß dann, seiner anschaulichen Bedeutung nach, größtenordnungsmäßig mit der Bremslänge in Wasser übereinstimmen.

Aus (12), (9) und (14) folgt:

4

$$d = \frac{\bar{D}}{a v_H} \approx 8,3 \text{ cm} . \quad (15)$$

Dieser Wert ist in der Tat etwa gleich der halben Bremslänge, das Resultat $y = 0,55$; $a = 68 \text{ cm}$ ist also physikalisch plausibel.

Die nächste geplante Versuchsanordnung würde ihrem Volumen (1,5 cbm) nach einer Kugel von 71 cm Radius entsprechen. Da ein Zylinder ungünstiger ist als eine Kugel, wollen wir annehmen, daß dieser Zylinder für die Rechnung durch eine etwas kleinere Kugel, etwa von 65 cm Radius, ersetzt werden kann.

Für den geplanten Versuch wird daher nach (4)

$$x = 0,88 ; \quad y = 0,96 \quad \text{und nach (7)} \quad Z = 1,60 . \quad (16)$$

Bei diesem Versuch kann also eine Vermehrung der Neutronenzahl um etwa 60% erwartet werden, wenn die Anordnung, wie die bisherigen, mit Wasser umgeben wird. Die in Gl. (16) gegebene Zahl ist vielleicht noch etwas zu günstig, da das Halterungsmaterial auch in der geplanten Anordnung nicht ganz vermieden werden kann.

Umgibt man die Versuchsanordnung mit Kohle statt mit Wasser, so ändert die Konstante a ihren Wert. Und zwar gilt nach Gl. (15)

$$\frac{a_C}{a_H} = \frac{d_H v_H}{d_C v_C} . \quad (17)$$

Wenn man annimmt, daß sich die Eindringtiefen wie die Bremslängen verhalten, was wohl eine gute Näherung darstellt, so folgt

$$\frac{a_C}{a_H} = \frac{s_H v_H}{s_C v_C} . \quad (18)$$

Für die von *Bothe* untersuchte Elektrographit-Kohle der Dichte 1,7 folgt $s_C = 61 \text{ cm}$, $v_C = 170 \text{ sec}^{-1}$, gegenüber $s_H = 17 \text{ cm}$, $v_H = 3920 \text{ sec}^{-1}$, also

$$\frac{a_C}{a_H} = \frac{17 \cdot 3920}{61 \cdot 170} = 6,4 , \quad (19)$$

$$y_C = \frac{0,96}{6,4} = 0,15 . \quad (20)$$

- 5 Setzt man diesen Wert in Gl. (7) ein, so erkennt man, daß der Nenner der rechten Seite bereits negativ wird, d. h. der Labilitätspunkt ist überschritten, die Anordnung sollte selbsttätig strahlen.

Nun sind die Voraussetzungen für die Rechnung wohl etwas zu günstig gewählt worden und das Endergebnis hängt so empfindlich von den Voraussetzungen ab, daß man mit etwas anderen Werten auch positive und endliche Werte für Z bekommen kann. Auch kann man praktisch den Kohlemantel kaum so dick machen, daß keine Neutronen mehr nach außen verloren gehen. Das Ergebnis (20) beweist also nicht, daß die nächste Versuchsanordnung selbsttätig strahlen muß; es zeigt aber, daß der Kohlemantel wahrscheinlich eine entscheidende Verbesserung gegenüber dem Wassermantel bringen wird und daß man vielleicht schon in die Nähe des „kritischen Punktes“ oder „Labilitätspunktes“ kommen wird.

Vielleicht können einige geplante Vorversuche mit einem von Kohle umgebenen Hohlraum schon vor dem Aufbau der nächsten Schichtung genauere Grundlagen für die Berechnung des Vermehrungsfaktors dieser Anordnung liefern.

2. Die Stabilität des 38-Brenners

Die Tatsache, daß man vielleicht beim nächsten Großversuch schon in die Nähe des kritischen Punktes kommen wird, gibt Veranlassung, die Stabilität des 38-Brenners erneut und genauer als bisher zu untersuchen. In den bisherigen Berichten (*Heisenberg, v. Weizsäcker*) wurden die Änderungen der Wirksamkeit einer Schichtung untersucht, die bei gleichmäßiger Erwärmung der ganzen Anordnung auftreten. Wenn jedoch durch Erreichung des kritischen Punktes die Kernprozesse mit großer Intensität einsetzen, so wird, wie man leicht einsehen kann, fast nur das 38-Metall erwärmt, kaum aber die Bremssubstanz. Von den 150 – 200 MeV, die bei einer Spaltung frei werden, wird ja im allgemeinen nur ein kleiner Bruchteil von der Größenordnung 5 bis 10 MeV an die ausgeschleuderten Neutronen übertragen und wird bei ihrer Bremsung in die Bremssubstanz übergeführt. An das Metall wird also etwa 20 bis 40mal so viel Energie abgegeben als an das schwere Wasser; da außerdem die spezifische Wärme der Metallmenge etwa 18mal kleiner ist als die des gesamten schweren Wassers, so entspricht einer Erwärmung des Metalls um 500° nur eine Erwärmung des Wassers um 1/2 bis 1°. Die Wärme kann zwar durch Wärmeleitung von Metall in das Wasser überge-

führt werden; aber die Wärmeleitung braucht Zeit, für die Stabilitätsfrage kann man daher zunächst so rechnen, als würde nur das Metall erwärmt. 6

Bei der Erhitzung des Metalls wird die Neutronenverteilung nur sehr wenig geändert, da die Bremsung in D₂O erfolgt. Die folgenden Wirkungen können jedoch den Ablauf der Kernprozesse etwas verändern:

- 1) Die Resonanzstellen des 38-Metalls werden verbreitert.
- 2) Die langsamsten Neutronen werden bei ihrem Eindringen in das Metall anders gestreut als bei gewöhnlichen Temperaturen und dabei erwärmt.
- 3) Die Ausdehnung des Metalls ändert die Neutronenverteilung.

Der erste dieser drei Effekte ist der wichtigste und wirkt auf eine Stabilisierung des Brenners hin. Er ist schwer abzuschätzen, da über die Resonanzstellen des 38-Metalls nur wenig bekannt ist. Bei der Auswertung der Sauerweinschen Versucht hat v. Weizsäcker eine Darstellung der Absorptionskurve gegeben, die formal darauf hinausläuft, an die Stelle der vielen Resonanzlinien zwei Linien: nämlich eine ganz scharfe, starke Linie mit reiner Dopplerbreite und eine ganz verwaschene Linie mit geringer Absorption zu setzen. Die Absorption wird daher für dickere Schichten proportional zu $6 + d$ (d = Dicke in g/cm²), wobei das erste Glied der scharfen, das zweite der verwaschenen Linie entspricht. In der Näherung, in der diese Formel brauchbar ist, wird man vermuten können, daß die Absorption für höhere Temperaturen der Größe

$$6 \cdot \sqrt{T/T_0 + d}$$

proportional ist (T_0 = Zimmertemperatur), da die Dopplerbreite ja mit der Wurzel aus der Temperatur variiert, daß also die Wahrscheinlichkeit w für den Resonaneinfang bei höherer Temperatur um den Faktor

$$\frac{w}{w_0} = \frac{6 \sqrt{T/T_0 + d}}{6 + d} \quad (21)$$

vergrößert wird. Bei einer Schichtdicke von 40 g/cm² würde sich hiernach bei einer Erwärmung um 500° der Wert von w um etwa 8% erhöhen.

Dieser Effekt ist für eine Stabilisierung der Maschine recht gering, außerdem ist vielleicht Gl. (21) keine brauchbare Näherung. Eine experimentelle Untersuchung dieses Sachverhalts ist daher dringend erforderlich.

Der zweite der genannten Effekte ist noch schwerer abzuschätzen. Die Streuung der Neutronen kann zunächst in ihrer Häufigkeit durch die Temperatur des 38-Metalls beeinflußt werden. Erhöhung der Temperatur hat dabei wahrscheinlich die gleiche Wirkung wie Lockerung der chemischen Bindung, bewirkt also eine Verringerung des Streuquerschnitts; bei so schweren Atomkernen dürfte die Verringerung allerdings sehr gering sein. Die Berechnung von \bar{v} nach früheren Berichten zeigt, daß eine Erhöhung der mittleren freien Weglänge im Uran um 10% eine Erhöhung von \bar{v} um etwa 2% zur Folge hatte. Da andererseits eine Vergrößerung von w um 8% eine Erniedrigung von \bar{v} um 20 bis 30% hervorruft, so wird wohl die Änderung des Streuquerschnitts wenig ausmachen verglichen mit der Vergrößerung von w . 7

Auch die Temperaturerhöhung der Neutronen durch die Streuung an den 38-Kernen spielt praktisch kaum eine Rolle. Seien E_1 , E_2 die Energien der Neutronen bzw. des 38-Kernes vor dem Stoß, E'_1 , E'_2 die entsprechenden Größen nach dem Stoß, so wird nach den Gesetzen des elastischen Stoßes im Mittel

$$E'_1 = E_1 + \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (E_2 - E_1) . \quad (22)$$

Beim einzelnen Stoß wird die kinetische Energie des Neutrons im Mittel also nur um etwas weniger als 1% der Differenz der Temperaturenergien von Kern und Neutron erhöht. Da nun das Neutron im allgemeinen nach ganz wenigen Stößen im Metall bereits eingefangen wird, so wird es bei einer Temperaturdifferenz von 500° zwischen Metall und D₂O nur um 5 bis 10° bis zu seiner Einfangung „erwärm“t. Hierdurch ändert sich der Diffusionskoeffizient des Urans um 1 bis 2%, und \bar{v} ändert sich entsprechend nur um Bruchteile eines Prozents. Selbst wenn \bar{v} entgegen dem $1/v$ -Gesetz stark von der Temperatur abhinge, wie es die Versuche von *Riezler* (Bericht) als möglich erscheinen lassen, wird sich \bar{v} bei einer Erwärmung der Neutronen um 5 bis 10° höchstens um einige Prozent ändern. Bei Erhöhung des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Temperatur würde auch dieser Effekt zur Stabilisierung der Maschine beitragen.

Die Ausdehnung des Metalls schließlich ändert an \bar{v} nur insofern etwas, als die Ausdehnung zu einer Verdrängung von D₂O führen muß. Bei einer plötzlichen schlagartigen Erwärmung des Metalls würde das schwere Wasser aber wohl einfach komprimiert werden, \bar{v} würde sich dann überhaupt nicht ändern.

Im Ganzen wird also der entscheidende Effekt für die Stabilität des 38-Brenners die Änderung der Resonanzlinien mit der Temperatur sein, da \bar{v} so sehr empfindlich vom Wert von w abhängt, und dieser Effekt wirkt ebenfalls in Richtung auf eine Stabilisierung. Ob er für einen sicheren Betrieb des Brenners ausreicht, müssen weitere Experimente lehren.

Beim stationären Betrieb des 38-Brenners wird natürlich nicht nur das Metall, sondern auch das schwere Wasser erwärmt. Dabei wird zweckmäßig eine geeignete Temperaturdifferenz zwischen den beiden Substanzen aufrechterhalten, die sich aus Überlegungen über den Wärmeübergang vom Metall ins Wasser bestimmt. Die Änderungen von \bar{v} , die bei einer Erwärmung der Bremssubstanz und damit der Neutronen auftreten, sind durch *v. Weizsäcker* ausführlich untersucht worden. Allerdings sind in den Rechnungen *v. Weizsäckers* zwei Effekte unberücksichtigt geblieben: die Ausdehnung des schweren Wassers mit der Temperatur und die eventuelle Veränderung von v_U mit der Temperatur. Die Wärmeausdehnung des schweren Wassers trägt sicher sehr stark zur Stabilisierung der Maschine bei, ebenso die Temperaturvariation von v_U dann, wenn die *Riezlerschen* Versuche wirklich als Variation von v_U mit der Temperatur zu deuten sind. Der Bereich von Schichtdicken und Temperaturen, in dem stabile Verhältnisse zu erwarten sind, ist also wahrscheinlich erheblich größer, als *v. Weizsäcker* angenommen hat, jedoch können auch hier erst spätere Versuche über v_U Klarheit schaffen.

Der Begriff „Stabilität“ bedarf hierbei noch der Klärung: Man wird zunächst fürchten müssen, daß der ganze Spaltungszerfall der Urankerne explosionsartig in einem Bruchteil einer Sekunde vor sich geht. Bei dieser Explosion würde das

Wasser praktisch kalt bleiben. Die Stabilität des Brenners gegenüber dieser Explosion wird durch das Verhalten der Resonanzlinien des Urans entschieden. Aber selbst wenn die Maschine in dieser Hinsicht labil ist, so könnte noch folgender Prozeß eintreten: Das Metall würde sich zunächst bis zu einer bestimmten Temperatur erhitzten, bei der sich die Maschine durch Verbreiterung der Resonanzlinien stabilisiert. Dann würde durch Wärmeleitung allmählich das schwere Wasser erhitzt, worauf eventuell die Neutronenproduktion weiter steige, sich das Metall mehr erhitzte usw., bis schließlich die Maschine durch Überdruck zerreißen würde. Dieser Vorgang würde sich nicht im Bruchteil einer Sekunde abspielen, sondern in Zeiten, die durch den Wärmeübergang vom Metall im Wasser gegeben sind. Die Stabilität gegenüber diesem Vorgang war in den Rechnungen v. Weizsäckers behandelt worden. In dem zuletzt geschilderten Vorgang könnte man übrigens, wenn die Anordnung nicht von selbst stabil ist, durch Vorrichtungen von der Art, wie Joliot und andere sie beschrieben haben, eingreifen. Man könnte z. B. dafür sorgen, daß bei Erhitzung des Wassers Cd-Bleche in die Apparatur geschoben werden u. dergl. Die Stabilität gegenüber diesem Vorgang wird also sich also ohne große Schwierigkeiten sicher erreichen lassen. 9

Dagegen ist der zuerst geschilderte Vorgang viel gefährlicher, da dann, wenn die Verbreiterung der Resonanzlinien nicht zur Stabilisierung ausreicht, scheinbar kein anderer Prozeß den nahezu vollständigen Ablauf der Kettenreaktion hindern kann. Dieser Vorgang würde sich für einen hinreichend großen Brenner im Bruchteil einer Sekunde abspielen: Für $\bar{v} = -400 \text{ sec}^{-1}$ würde sich die Neutronenzahl in einer Zeit T , die durch

$$e^{-\bar{v}T} = e^{400T} = 10^{28} \quad (23)$$

gegeben ist, auf das 10^{28} -fache erhöhen, was zur praktisch vollständigen Zersetzung genügen würde. Aus (23) folgt

$$T \sim 0,16 \text{ sec} .$$

Man könnte sich zwar auch hier Vorrichtungen ausdenken, die die Stabilisierung indirekt erzwingen und deren Trägheit so gering ist, daß gewünschte Wirkung in einer Zeit $\ll T$ erreicht wird. Aber eine solche Vorrichtung stellt wegen der gerin- gen Trägheit, die notwendig ist, technisch schon recht hohe Anforderungen und man wird ungern einer technisch komplizierten Apparatur das Abwenden einer so enormen Gefahr, wie der vollständige Ablauf der Kettenreaktion sie darstellt, überlassen. Die Untersuchung der Stabilität bei Erhöhung der Metalltemperatur allein ist also im Rahmen der 38-Arbeiten eines der vordringlichsten Probleme.

Zusammenfassung

Der geplante halbtechnische Versuch mit ca. 1,5 to D₂O und 3 to 38-Metall wird zu einer Neutronenvermehrung um etwa 60% führen, wenn die Apparatur von H₂O umgeben wird. Ersetzt man jedoch, wie es geplant ist, den H₂O-Mantel durch einen Mantel aus reiner Kohle, so wird die Neutronenvermehrung sehr viel 10

größer; es ist also möglich, daß man dann mit dieser Apparatur schon in die Nähe des „kritischen Punktes“ kommt.

Bevor Versuche angestellt werden können, die darauf abzielen, den kritischen Punkt zu erreichen oder zu überschreiten, muß die Stabilität der Maschine durch Untersuchungen ihres Temperaturkoeffizienten bei Erhitzen des Metalls allein geklärt werden.

Berlin-Dahlem, den 31. 7. 1942
Kaiser Wilhelm-Institut für Physik

Messungen an Schichtenanordnungen aus 38-Metall und Paraffin

Von **W. Heisenberg, F. Bopp, E. Fischer, C.F. von Weizsäcker und K. Wirtz, B[er]l[i]n-Dahlem**

1. Ziel der Versuche
2. Aufbau der Versuchsanordnung
3. Durchführung der Messungen
4. Ergebnisse und Auswertung
5. Zusammenfassung

1. Ziel der Versuche

Der vorliegende Bericht gibt eine zusammenfassende Übersicht über die Versuche, die an Schichtenanordnungen aus 38-Metall und Paraffin von uns ange stellt worden sind. Ein Teil der Ergebnisse ist schon früher in einem vorläufigen Bericht beschrieben worden. Durch die Versuche sollten drei Fragen beantwortet werden, deren Klärung für den späteren Bau von Schichtenmaschinen wichtig ist: Erstens sollte die Verbesserung untersucht werden, die an solchen Schichtungen erzielt wird, wenn man das 38-Oxyd durch 38-Metall ersetzt. Zweitens sollte geprüft werden, ob der Wirkungsgrad der Schichtung in der Weise von den Schichtdicken des Metalls abhängt, wie die Theorie dies fordert; ob man sich also in der Frage der günstigsten Schichtdicken auf die Theorie verlassen kann. Schließlich sollte eine möglichst sichere experimentelle Grundlage geschaffen werden für die Beantwortung der Frage, welche Anreicherung des seltenen Isotops U₂₃₅ notwendig wäre, um einen 38-Brenner mit gewöhnlichem Wasser (oder mit Paraffin) herzustellen. Die von uns untersuchten Schichtdicken liegen in der Nähe der Dicken, die theoretisch den günstigsten Wirkungsgrad erzielen, und an den günstigsten Schichtdicken wird sich auch bei Anreicherung des Isotops 235 nicht allzuviel ändern. Man kann also von dem hier experimentell ermittelten Wirkungsgrad ziemlich direkt auf den Wirkungsgrad bei angereichertem Uran durch eine Umrechnung schließen, – wobei allerdings einstweilen unentschieden bleibt, ob bei der Anreicherung nicht noch irgendwelche Nebenwirkungen eintreten, die den Wirkungsgrad wieder herabsetzen (Einfluß des Isotops 234 u. dergl.).

Eine Schichtung mit gewöhnlichem Wasser bzw. Paraffin hat gegenüber den D₂O-Schichtungen den Vorteil einer geringeren Bremslänge. Dementsprechend konnte auch (in Anbetracht der hohen Dichte des U-Metalls verglichen mit U-Oxyd) in den hier beschriebenen Versuchen die ganze Anordnung relativ klein gehalten werden. Um die Ausmessung der Neutronenverteilung zu erleichtern, wurde die Kugelsymmetrie angestrebt; um die Schichtdicken leicht variieren zu können, wurde jedoch eine ebene Schichtung im Innern der Kugeln vorgezogen; die hierdurch bedingte Asymmetrie der Neutronenverteilung ist, wie frühere Erfah-

rungen zeigten, gering, so daß jedenfalls näherungsweise eine kugelsymmetrische Neutronenverteilung zu erwarten war, was sich auch durch die Versuche bestätigte.

2. Aufbau der Versuchsanordnung

Die Versuche wurden wiederum in dem schon beschriebenen Außenlabor des Instituts ausgeführt.¹ Die Schichtung aus 38-Metall und Paraffin sollte, wie schon erwähnt, kugelsymmetrisch sein mit Rücksicht auf die leichtere Auswertbarkeit der Messungen. Zu diesem Zweck wurde als Behälter eine Aluminiumkugel angefertigt von 28 cm Innenradius und 0,4 cm Wanddicke (vgl. Abb. 1), bestehend aus 2 Halbkugeln, die durch einen äquatorialen Flansch aufeinander gepreßt werden konnten.

Die *untere Halbkugel* hatte am Pol eine kleine Versenkung, in die ein zylindrischer Schacht von 4 cm Durchmesser und 2 mm Wandstärke eingeschweißt war, der bis zum Äquator reichte. (Vgl. Abb. 1). Am Innenrand des Äquators befand sich eine Art Dachrinne, die Wasser, welches während der Messungen der Neutronenintensität unter Wasser aus dem Außenraum durch die Dichtung am

- 3 Äquator eindringen sollte, aufzufangen und durch besondere Ableitungsrohre in die kleine Versenkung bzw. den Schacht am Fuß der Halbkugel zu leiten hatte, wo es von oben her abgepumpt werden konnte. Die untere Halbkugel lag mit dem äquatorialen Flansch auf einem Aluminiumgestell auf, das auf dem Boden des Wasserbassins des Labors fest montiert war. Die Schichtungen von 38-Metallpulver und Paraffin wurden in der unteren Halbkugel auf diesem Gestell ausgeführt.

Die obere Halbkugel war in anderer Weise gebaut. Der zum Pol führende Schacht war rechteckig: 2,2 · 10 cm, 2 mm Wandstärke, und führte durch den Pol hindurch nach außen und endete in einem Flansch, an den ein Verlängerungsstück angeschraubt werden konnte. Während der Messungen ragte dieser Schacht aus dem die Maschine umgebenden Wasser heraus. Durch ihn konnte das Innere der Maschine beobachtet und besonders das Ra-Be-Präparat für die Bestrahlung eingeführt werden.

Zur Schichtung wurde diese Halbkugel auf ein besonderes Gestell mit der Äquatoröffnung *nach oben* gelegt. Die gefüllte Halbkugel wurde durch eine 3 mm dicke Aluminiumplatte verschlossen, die auf einen Flansch am Innenrand des Äquators und am Innenrand des Polschachtes festgeschraubt werden konnte. Mit diesem Verschluß konnte dann die Halbkugel mittels eines Krans zusammen mit dem Gestell, auf dem sie lag, herumgedreht und auf die untere Halbkugel herabgelassen werden. Zwischen die Flansche der beiden Halbkugeln wurde ein nahtloser Rundgummi zur Dichtung gelegt.

In dem Schacht der oberen Halbkugel konnte ein Einsatz eingelassen werden, an dem unten die Strahlungsquelle befestigt war, und der innen ebenfalls eine Schichtung von 38-Metall und Paraffin enthielt, die der äußeren Schichtung entsprach.

¹ Vgl. W. Heisenberg: Bericht über Versuche mit Schichtenanordnungen von Präp. 38 und Paraffin am Kaiser Wilhelm-Inst. f. Physik. [See pp. 432 – 462 above.] (Editor)

Abb. 2 zeigt eine Außenansicht der fertigen Maschine im Wasserbassin.

Es wurden drei verschiedene Schichtungen ausgemessen. Die Dicke der Paraffinplatten war in allen Fällen 1,6 cm, d. i. $1,44 \text{ g/cm}^2$, die der Metallschichten betrug bzw. $18,39$ und 75 g/cm^2 U. Abb. 1 und 3 zeigen im Querschnitte schematisch die Lage der Schichten für die verschiedenen Anordnungen. Bei der ersten und letzten war eine U-Schicht, bei der zweiten eine Paraffinschicht in der Mitte. Im Ganzen wurden $551, 740, 7$ bzw. 864 kg U und etwa $44, 37$ bzw. $|12,5 \text{ kg}$ Paraffin eingebaut. Im allgemeinen wurde feines Metallpulver verwendet. Seine Schüttdicke beträgt im Kleinen gemessen $11,4$; bei dem Einbau in die Maschine war sie jedoch nicht größer als 10 bis $10,2$. In den Polklappen wurde grobes Metallpulver mit der Schüttdicke 13 verwandt. Der Dichteunterschied zwischen den beiden Pulversorten wurde ferner bei den mittleren Schichten ausgenutzt, um geringe Abweichungen vom vorausberechneten Raumbedarf zu kompensieren, so daß die Gleichheit aller Schichten bezüglich der Massenbewegung sichergestellt werden konnte. 4

3. Durchführung der Messungen

Zur Bestrahlung wurde die auch früher verwendete Ra-Be-Quelle benutzt, die im Zentrum der Schichtenkugel angebracht wurde. Die gesamte Meßanordnung war von einem Rückstreumantel aus Wasser umgeben. Wie bei den Oxydmessungen wurde die stationäre Verteilung der Neutronen in dem umgebenden Wasser und im Innern der Schichten gemessen und mit entsprechenden Leermessungen verglichen. Die Bestrahlung im Innern wurde in einem vertikalen Meßschacht (Abb. 2) und in der Äquatorebene vorgenommen. Die Fortsetzung der Schichten in den Schacht wurde durch passend dimensionierte Paraffinklötze und U-gefüllte Pappkästchen angestrebt. Die Messungen konnten zwischen den Schichten und nach Unterteilung der Klötzte und Kästchen in den Schichtmitten durchgeführt werden. Die genauere Bestimmung der Intensitätsmaxima in den Paraffinschichten war jedoch auf diesem Weg nicht zu erreichen, teils wegen des großen Einflusses der Indikatorabsorption in so ausgeprägten Spitzen des Intensitätsverlaufs, teils wegen der aus gleichem Grund schwierigen Erfüllbarkeit der geometrischen Bedingungen. Die Messungen im Rückstreumantel wurden in verschiedenen Abständen von der Kugeloberfläche vorgenommen, und zwar in den in Abb. 1 angedeuteten Richtungen unter 45° nach oben und unten, in der Äquatorebene und in der Polrichtung nach oben neben dem Schornstein. Die Abstände von der Kugeloberfläche wurden durch Halterungen aus Reinaluminium in reproduzierbarer Weise festgelegt. Die Verteilung der Indikatoren über die verschiedenen Azimuthrichtungen wurde im allgemeinen willkürlich variiert, um geringe Abweichungen von der Rotationssymmetrie herauszumitteln. 5

Die Ausmessung des Neutronenfeldes erfolgte in der bereits früher geschilderten Weise mit Dy-Indikatoren von 300 mg Dy auf $2 \times 4 \text{ cm}^2$. Im allgemeinen wurden 10 Indikatoren gleichzeitig bestrahlt und zu je fünf an zwei Zählgeräten üblicher Bauart ausgemessen. Die Abfallskurve wurde in etwa 5 Punkten festgelegt, von denen jeder möglichst mit 3000 bis 6000 Teilchen belegt war. Die Berechnung der Anfangsaktivität erfolgt numerisch unter Annahme einer Halb-

wertzeit von 139,5 min für Dy. Die Konstanz der Empfindlichkeit des Zählgeräts wurde durch ständige Standardmessungen überwacht, geringe Variationen in üblicher Weise proportional ausgeglichen. Neben dem Nulleffekt zeigten die stark bestrahlten Indikatoren vor allem nach mehreren Bestrahlungen merkliche Resteffekte, die von langlebigen Komponenten des Dy und seiner Verunreinigungen (Ho) herrührten. Sie wurden durch Messungen etwa 24 Std. nach Bestrahlungsende bestimmt und bei der Auswertung berücksichtigt. Durch Verwendung möglichst ausgeruhter Indikatoren – grundsätzlich wurden zwei Indikatorsätze abwechselnd benutzt – konnte im allgemeinen erreicht werden, daß der Resteffekt neben dem Nulleffekt nicht mehr als 15–20 Teilchen/min ausmacht. In Einzelfällen konnte er auf 50 Teilchen und mehr ansteigen. Jeder äußere Meßpunkt wurde viermal, jeder innere zweimal gemessen.

4. Ergebnisse und Auswertung

Das Ergebnis der Messungen ist in den Kurven der Abb. 4a–c und 5 [–6] dargestellt. Die Abb. 4a–c enthalten die Ergebnisse für die drei verschiedenen Schichtanordnungen, Abb. 5 zum Vergleich die der Leermessung. Die Abszissen zeigen den Abstand r von der Quelle, die Ordinaten die mit $4\pi r^2$ multiplizierten Aktivitäten. Die Al-Wand der Kugel ist zwischen 29,5 und 29,8 cm eingezeichnet. Diese Lage entspricht den Verhältnissen unter 45° nach oben und unten. In Wirklichkeit weicht der Behälter von der Kugelgestalt etwas ab. Er ist in der Polrichtung auseinandergezogen. Die Unterschiede zwischen den Radien in den verschiedenen Richtungen müssen bei der Berechnung von $4\pi r^2 J$ berücksichtigt werden. Die äußeren Radien des Behälters betragen $|R_{\text{pol}}| = 30,1 \text{ cm}$, $R_{\pm 45^\circ} = 29,8 \text{ cm}$, $R_{\text{Äqu}} = 28,0 \text{ cm}$. Die ausgezogenen Kurven beziehen sich *außen* auf die Messungen unter 45° nach oben und unten und *innen* (nur in der Abb. 4a–c) auf die Meßpunkte an der Grenze zwischen den 38- und Paraffin-Schichten. Bei der Auswertung wurden diese zugrunde gelegt und daraus die Gesamtintensitäten berechnet. Die gestrichelten Kurven zeigen innen die periodische Änderung der Intensität von Schicht und außen den Intensitätsverlauf an Äquator und Pol. Die letzten Messungen sind durch die beträchtlichen Al-Massen des Flansches am Äquator und des Schornsteins am Pol gestört. Beide bewirken eine Schwächung der Intensität. Am Äquator kommt ein in umgekehrter Richtung wirkender Effekt hinzu. Ein großer Teil der Primärneutronen gelangt vor der Abbremsung auf thermische Geschwindigkeiten in den Rückstreumantel, teils wegen des unvermeidlichen Luftspalts zwischen den beiden Halbkugeln, teils weil die Neutronen vor allem im ersten und letzten Versuch durch das U-Metall entweichen können, ohne wenigstens eine Paraffinschicht zu berühren. Die größere Intensität am Äquator bei der Leermessung beruht wohl darauf, daß die Oberfläche der Kugel durch den Flansch wegen der geringen Streuung in H gleichsam nach außen geschoben wird.

Die Auswertung der Meßergebnisse ist in Tabelle 1 durchgeführt. Die erste Zeile enthält Angaben über die Daten der drei Kugelschichtenanordnungen B 3 – B 5. In der nächsten stehen deren Kenngrößen. Der Faktor Y gibt die Vervielfachung der Spaltungsneutronen vom U_{235} durch anschließende, vor erneuter

Abbremsung erfolgende Spaltungen von U_{238} an. Er kann nach einem früheren Bericht von Heisenberg abgeschätzt werden zu:

$$Y = 1 + 1 : (2,6 + 2,68(N_H/N_U) + 0,34(N_C/N_U)) . \quad (1)$$

Y_{Ra-Be} bedeutet den entsprechenden Faktor für die Neutronen der Ra-Be-Quelle. Wegen der etwas höheren mittleren Energie dieser Neutronen ist $Y_{Ra-Be} > Y$ und nach Heisenberg in grober Näherung $Y_{Ra-Be} = 1 + 3/2(Y - 1)$. Der Anteil $(1 - e^{-w})$ der vor der Abbremsung auf thermische Geschwindigkeiten durch Resonanzefang verlorenen Neutronen ist aus der auf Grund der Sauerweinschen | Messungen (S 12²) bestimmten empirischen Formel (v. Weizsäcker T[agun]gsber[icht])

$$w = \frac{C}{\sum \gamma_i(i)} \frac{6+d}{l} \quad (2)$$

berechnet, in der d die Dicke der U-Schichten in g/cm² und l die der Paraffinschichten in cm bedeuten. Dabei ist für Paraffin $\sum \gamma_i(i) = 1,158$ und $C = 0,008$ gemäß Abb. 7.

In der dritten Zeile sind die verschiedenen Gesamtintensitäten der Neutronen angegeben, die aus den in der letzten Spalte genannten Diagrammen durch Integration folgen. N_0 ist die Intensität der Neutronen bei einem völlig von Wasser umgebenen Präparat, N_1 die entsprechende Intensität, die die gleiche Quelle im Außenraum des leeren bei den Schichtanordnungen benutzten Behälters erzeugt. N_a und N_i bedeuten die Neutronenintensitäten in dem die Schichtungen umgebenden Wassermantel und im Innern der Schichten. In den Werten von N_1 und N_a sind die im Al-Behälter absorbierten Neutronen mitberücksichtigt.

An diesen Zahlen fällt zunächst der Unterschied zwischen den gleich zu erwartenden Intensitäten N_0 und N_1 auf. Er übersteigt nur wenig den doppelten mittleren Fehler, der etwa $2 \times 2\%$ beträgt, und ist darum vielleicht nicht reell. Doch darf man ihn nicht einfach negieren, weil er in ähnlicher Weise bei allen früheren Messungen, den Oxydmessungen ($H 8^2$) und einem in seiner Genauigkeit allerdings etwas geringer zu bewertenden Vorversuch, in Erscheinung getreten ist. Der früher an dieser Stelle erwähnte Geometriehler tritt bei den obigen Versuchen nicht auf. Vielleicht wirkt sich hier die verschieden starke Störung des Neutronenfeldes im Inneren des Wassers und in der Nähe der Behälterwand aus. N_i erhält man durch Integration über den ausgezogen gezeichneten Intensitätsverlauf zwischen den Schichten und Multiplikation mit dem aus der Theorie folgenden Faktor³

$$\frac{N_P + N_U}{2 J_{UP}(\alpha + b)} = \frac{\alpha}{\alpha + b} (1 + N_P/N_U) , \quad (3)$$

in dem α und β die reduzierten Schichtdicken

$$\alpha = l_U \tanh a / l_U , \quad \beta = l_P \tanh b / l_P \quad (4)$$

² S 12 and H 8 denote the abbreviations of the reports in the KWI-List quoted above. (Editor)

³ Die vorläufige Mitteilung enthält diese Umrechnung noch nicht.

bedeuten, a und b die Schichtdicken selbst, J_{UP} die Neutronenintensität zwischen den Schichten und N_P und N_U die Gesamtintensitäten in Paraffin und U. Das Verhältnis N_P/N_U berechnet sich dabei aus Gl. (10). Der Berechnung der Diffusionslängen l_U und l_P liegen folgende Wirkungsquerschnitte zugrunde: $\sigma_U^S = 16$, $\sigma_H^S = 48$ für Streuung $\sigma_U^A = 6,2$, $\sigma_H^A = 0,24 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für die Absorption.

Diese Ergebnisse werden zunächst zur Berechnung des bei den vorliegenden Anordnungen noch negativen Neutronenproduktionskoeffizienten benutzt, der in der vierten Zeile angegeben ist. Er berechnet sich aus der Gleichung (Tagungsbericht):

$$\bar{\nu} = \frac{N_a - N_Q}{N_i} e^{-w} \nu_H . \quad (5)$$

Darin bedeutet $N_q \nu_H$ die Neutronenintensität der Quelle und $N_a \nu_H$ die effektive Intensität der Maschine. Der Überschuß $N'_i \bar{\nu}$ wird im Innern produziert. Er umfaßt den Bruchteil $N_i \bar{\nu}$ der im Innern beobachteten thermischen Neutronen und die vorher durch Resonanzabsorption verschluckten, so daß $N'_i = N_i e^w$ ist. Für die Quellstärke N_Q muß man infolge der Spaltungen durch schnelle Neutronen die Stärke des Präparats um den Faktor Y_{Ra-Be} vergrößern. Mit Rücksicht auf den nicht geklärten Unterschied zwischen N_0 und N_i setzen wir beziehungsweise

$$N_Q = N_0 Y_{Ra-Be} , \quad N_Q = N_i Y_{Ra-Be} \quad (6)$$

und benutzen weiterhin den Mittelwert $\bar{\nu}$ zwischen ν_1 und ν_2 .

Zum Vergleich mit den übrigen Messungen ist außerdem der Massenproduktionskoeffizient $\bar{\nu}/\varrho$ angegeben. Er trägt der Tatsache Rechnung, daß $\bar{\nu}$ bei geometrisch ähnlicher Kompression der ganzen Maschine der mittleren Dichte ϱ proportional ist. Bei verschiedenartiger Änderung der Geometrie verschiedener Schichten liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Um der dadurch bedingten

- 9 Unsicherheit Rechnung zu tragen, wird der Vergleich mit der U-Dichte, |der mittleren Dichte von U im ganzen Volumen und der mittleren Dichte von U und Paraffin durchgeführt. Selbstverständlich sind nur die $\bar{\nu}/\varrho$ einer Zeile vergleichbar. Tabelle 2 gibt die letzten Zahlen zusammen mit den entsprechenden Daten früherer Maschinen an. Die Anordnungen *B 3* und *B 4* sind danach ziemlich gleichwertig. Je nach der Wahl der Dichte erscheint die eine oder andere günstiger, was zu der von Weizsäckerschen Behauptung eines sehr flachen Maximums in diesem Schichtbereich paßt.

Unsere Messungen sollten darüber hinaus wenigstens Teilaussagen über die Verteilung der inneren Neutronenintensität auf die Uran- und Paraffinschichten liefern. Es ist schon oben darauf hingewiesen worden, daß sich die Intensitäts spitzen im Paraffin zu niedrig ergeben haben. Sie sind darum aus der Tiefe der Täler nach der aus früheren Berichten (*H 1, 2*) folgenden Formel:

$$\frac{A}{B} = \frac{D_U}{D_P} \frac{l_P}{l_U} \frac{\sinh(a/l_U)}{\sinh(b/l_P)} \frac{\cosh(b/l_P) - 1}{\cosh(a/l_U) - 1} \quad (7)$$

berechnet worden, in der *A* und *B* Spitzenhöhe und Taltiefe bedeuten. In den Abb. 4b und c sind die so berechneten Spitzen eingezeichnet. Ein zahlenmäßiger

Vergleich mit der Theorie ergibt sich folgendermaßen. Das Verhältnis der Intensitäten zwischen den Schichten zu denen mitten in Uran sollte

$$J_{UP} : J_U = \cosh(a/l_U) \quad (8)$$

sein. Für die verschiedenen Schichten erhält man im Versuch:

<i>B 4:</i>	1,33 1,36 1,40 1,29 1,31	im Mittel 1,34 statt 1,37
<i>B 5:</i>	2,28 2,03 2,77	im Mittel 2,04 statt 2,55

(9)

Im ersten Fall ist die Übereinstimmung gut. Für den zweiten trifft das nicht zu. Wahrscheinlich liegt auch diese Abweichung an der verschiedenartigen Indikatorkorrektur in Paraffin einerseits und im Innern dicker Uran-Schichten andererseits. Ähnlich Gl. (7) kann man auch das Verhältnis der Intensitäten in Paraffin und Uran ausrechnen. Mit den oben angegebenen Bezeichnungen lautet dieses:

$$\frac{N_P}{N_U} = \frac{b}{\alpha} + \left(\frac{b}{\beta} - 1 \right) \frac{\nu_U + \bar{\nu}}{\nu_P + \bar{\nu}} . \quad (10)$$

Das aus Abb. 4 bestimmte Verhältnis stimmt in demselben Maß mit der Rechnung überein wie die Angaben in (9) und besagt gegenüber diesen Zahlen nichts Neues. Die Angaben in Zeile 5 der Tabelle 1 sind mit dem theoretisch zu erwartenden Verhältnis gemäß Gl. (10) aus der Gesamtintensität N_i berechnet.

Sie liegen den weiteren Rechnungen zugrunde im Anschluß an Gl. (3) und zur Bestimmung des X - C -Diagramms. Nach früheren Berichten ist

$$X = F e^w + G \quad \text{mit} \quad (11)$$

$$F = \frac{1}{Y} \left(1 + \frac{N_P}{N_U} \frac{\nu_P}{\nu_U} \right) , \quad G = \frac{N_a - N_0 Y_Q}{Y N_U} \frac{\nu_{H_2O}}{\nu_U} . \quad (12)$$

Die Koeffizienten F und G sowie das Verhältnis w/C aus Gl. (2) ist in der 6. Zeile der Tabelle 1 angegeben. Den Verlauf des X - C -Diagramms zeigt Abb. 7. Im Fall der drei Berliner Versuche ist der Schnittpunkt recht gut definiert. Zum Vergleich ist der Verlauf der Kurve im Fall des Leipziger D₂O-Versuchs mit U-Metall gestrichelt eingezeichnet. Diese liegt etwas höher. Die geometrischen Verhältnisse und die Mengenverhältnisse: Streusubstanz zu 38-Metall, sind aber bei dem Leipziger und den Berliner Versuchen sehr verschieden. Außerdem ist es fraglich, wieweit die einfachen auf ebene Schichten sich beziehenden Formeln auch bei der Auswertung des Leipziger Versuchs (Kugelschichten) angewendet werden dürfen. Die geringe Diskrepanz zwischen dem Schnittpunkt der Berliner Messungen und der Leipziger Kurve hat also wohl keine Bedeutung. Als plausible mittlere Werte für X und C erhält man:

$$X = 1,10 , \quad C = 0,008 . \quad (13)$$

Während der erste Wert mit den Messungen an der Oxydmaschine gut überein-

11 stimmt, liegt der Wert von C merklich tiefer.⁴ | Die Tatsache, daß die drei X - C -Kurven einen gemeinsamen Schnittpunkt haben, zeigt auch umgekehrt, daß die Theorie für die Werte (13) die richtige Abhängigkeit der Neutronenproduktion von der Metallschichtdicke liefert. Die Zahlen (13) und die gemessene (negative) Neutronenproduktion sind daher wohl auch ein verlässlicher Ausgangspunkt für Rechnungen über die Anreicherung des Isotops 235.

Man kann ja im Anschluß an die beschriebenen Versuche die Frage stellen, welche Anreicherung des seltenen Isotops 235 notwendig wäre, um der betreffenden Schichtung einen positiven Neutronenproduktionskoeffizienten zu geben. Bezeichnet man mit ε den relativen Grad der Anreicherung, so wird der mittlere Neutronenproduktionskoeffizient:

$$\bar{v}_\varepsilon = [(1 + \varepsilon) X Y e^{-w} (\beta/b) - 1 - \gamma \varepsilon] \frac{\alpha v_U}{\alpha + \beta} - \frac{\beta v_P}{\alpha + \beta} . \quad (14)$$

($\gamma = (\sigma_0 - \sigma_E)/\sigma_0 = 0,549$, $\sigma_0 = 6,2$ und $\sigma_E = 2,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ für Absorption in normalem U und Einfang in U_{238} .) Lautet der noch negative Produktionskoeffizient des normalen Isotopengemisches \bar{v} , so wird \bar{v}_ε bei unveränderter Geometrie gerade positiv, wenn

$$\varepsilon > \frac{-\bar{v}/v_U}{\alpha(X Y e^{-w} (\beta/b) - \gamma)/(\alpha + \beta)} \quad (15)$$

ist. Das Ergebnis ist in der 7. Zeile der Tabelle 1 eingetragen. Die günstigste Dicke der U-Platten (bei konstanter Paraffindicke 1,6 cm) liegt offenbar zwischen den Schichtungen B 3 und B 4. Quadratische Interpolation liefert dafür $22,8 \text{ g U cm}^2$.

Zum Schluß geben wir noch die optimalen Schichtdicken und den zu erwartenden Produktionskoeffizienten für um 20% angereichertes Uran an ($\varepsilon = 0,2$). Es ist in diesem Falle

$$2a = 29,8 \text{ g/cm}^2 \text{ U} ; \quad 2b = 1,5 \text{ cm Paraffin} ; \quad (16)$$

$$\bar{v}_{0,2} = 1870 .$$

5. Zusammenfassung

12 Die beschriebenen Versuche haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

- 1) Die Verbesserung im Wirkungsgrad der Schichtungen, die durch den Ersatz von Oxyd durch Metall erzielt wird, ist etwas größer, als nach der Theorie zu erwarten war.
- 2) Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Metallschichtdicke wird durch die Theorie richtig wiedergegeben.

⁴ Die Theorie der Größen Y und w ist in einem neueren Bericht von Höcker verbessert worden. Diese verbesserte Theorie verändert die aus dem Schnittpunkt folgenden Werte von X und C nicht unerheblich, insbesondere wird die Diskrepanz zwischen Oxyd- und Metallmessungen sehr viel geringer.

- 3) Eine Anreicherung des seltenen Isotops ^{235}U um etwas mehr als 11% würde genügen, um eine Schichtenanordnung aus gewöhnlichem Paraffin (oder Wasser) und dem angereicherten Metall mit positiver Neutronenproduktion herzustellen. Bei einer Anreicherung um 20% lässt sich bereits ein Neutronenproduktionskoeffizient der Größenordnung $\bar{\nu} \sim 1/2 \nu_{\text{H}}$ erreichen.

Berlin-Dahlem, den 30. 10. 42
Max-Planck-Institut

13 Tabelle 1. Ergebnisse der Messungen an den Schichtenkugeln

		Versuch	B 3	B 4	B 5	Bemerk.		
I	Daten der Schichtung	Schichtdicke						
	Uran	18	39	75		g/cm^2		
	Paraffin	1,44	1,44	1,44		g/cm^2		
	Masse U	551	740,7	864		kg		
	Dichte ρ	10 5,3 5,7	10 6,9 7,2	10 8,2 8,4		$[\text{g}/\text{cm}^3]$		
II	Kenngrößen	Y Y_Q w	1,097 1,145 0,1033	1,162 1,243 0,1942	1,224 1,336 0,3573	Gl. (1) Gl. (2)		
III	Neutronenintensität	N_0 N_1 N_a N_i		126,9 132,5 110,8 115,0		Abb. 6 Abb. 5 Abb. 4a – c Gl. (3)		
IV	Produktionskoeffizient	v_1 (mit N_0) v_2 (mit N_1) \bar{v} (Mittel) \bar{v}/ρ	– 0,271 – 0,321 – 1188 – 118,8 – 224 – 209	v_H v_H – 1536 – 153,6 – 223 – 213	v_H v_H – 2890 – 289 – 353 – 344	– 0,340 – 0,424 – 1536 – 153,6 – 223 – 213	– 0,656 – 0,785 – 2890 – 289 – 353 – 344	Gl. (5)
V	Teilintensitäten	$(J_{UP}:J_U)$ gem. $(J_{UP}:J_U)$ ber. N_P N_U $N_P:N_U$		– 1,34 1,077 63,9 51,1 1,251		2,04 2,556 31,1 21,4 0,850	Gl. (8)	
VI	X-C-Diagramm	F G w	1,049 – 0,0693 12,93 C	0,954 – 0,0716 24,3 C	0,918 – 0,192 44,7 C	Gl. (12) Abb. 7 Gl. (2)		
VII	Minimaler Anreicherungsgrad	$\varepsilon >$	11,35	12,40	28,2	%		

14 Tabelle 2. Vergleich der Massenproduktionskoeffizienten in verschiedenen Schichtversuchen

\bar{v}/ρ	B 1	B 2	B 3	B 4	B 5	L 1	L 2	L 4
– 295	– 575	– 119	– 154	– 289	– 378	+ 48,6	+ 23,8	
– 367	– 632	– 224	– 223	– 353	– 516	+ 140,1	+ 67,0	
– 342	– 611	– 209	– 213	– 344	– 458	+ 81,0	+ 45,4	

15

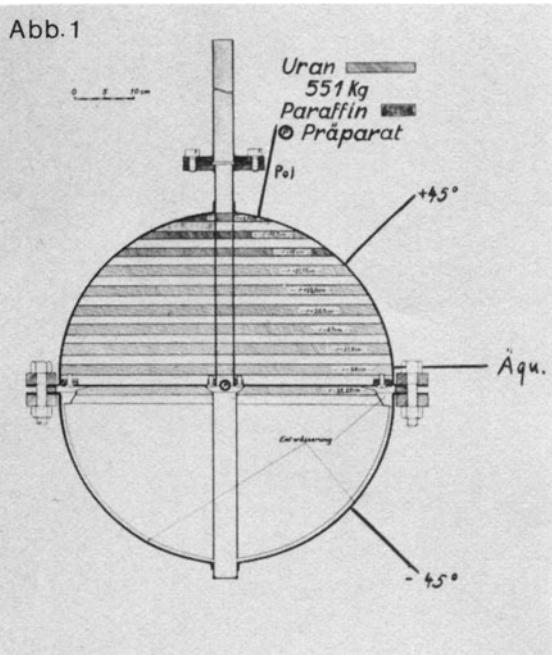
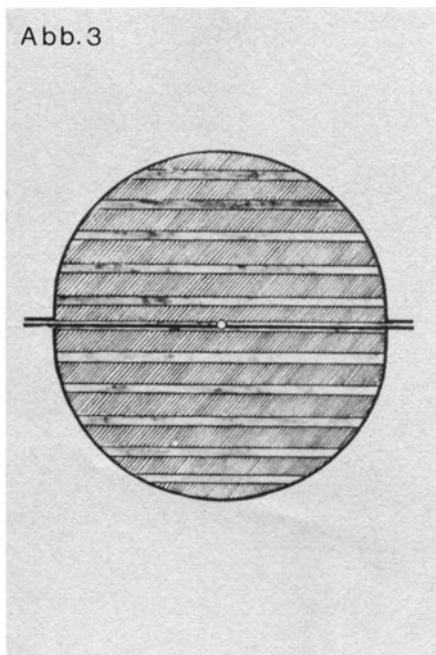


Abb. 3



16

Abb. 2

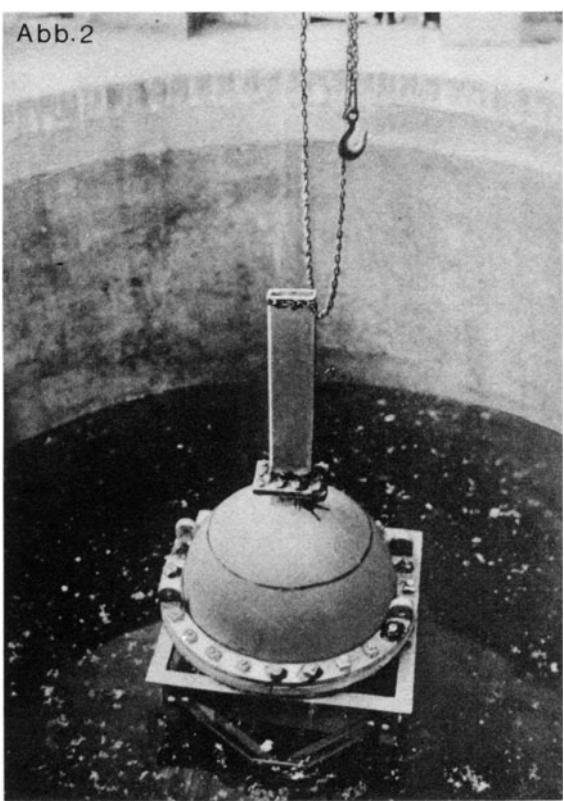
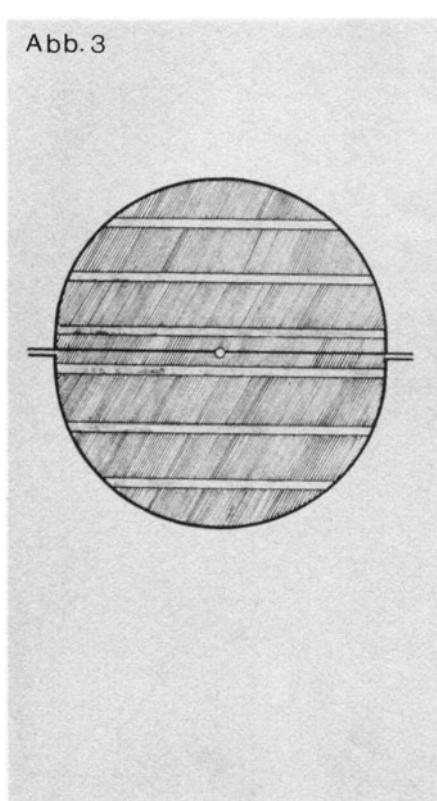
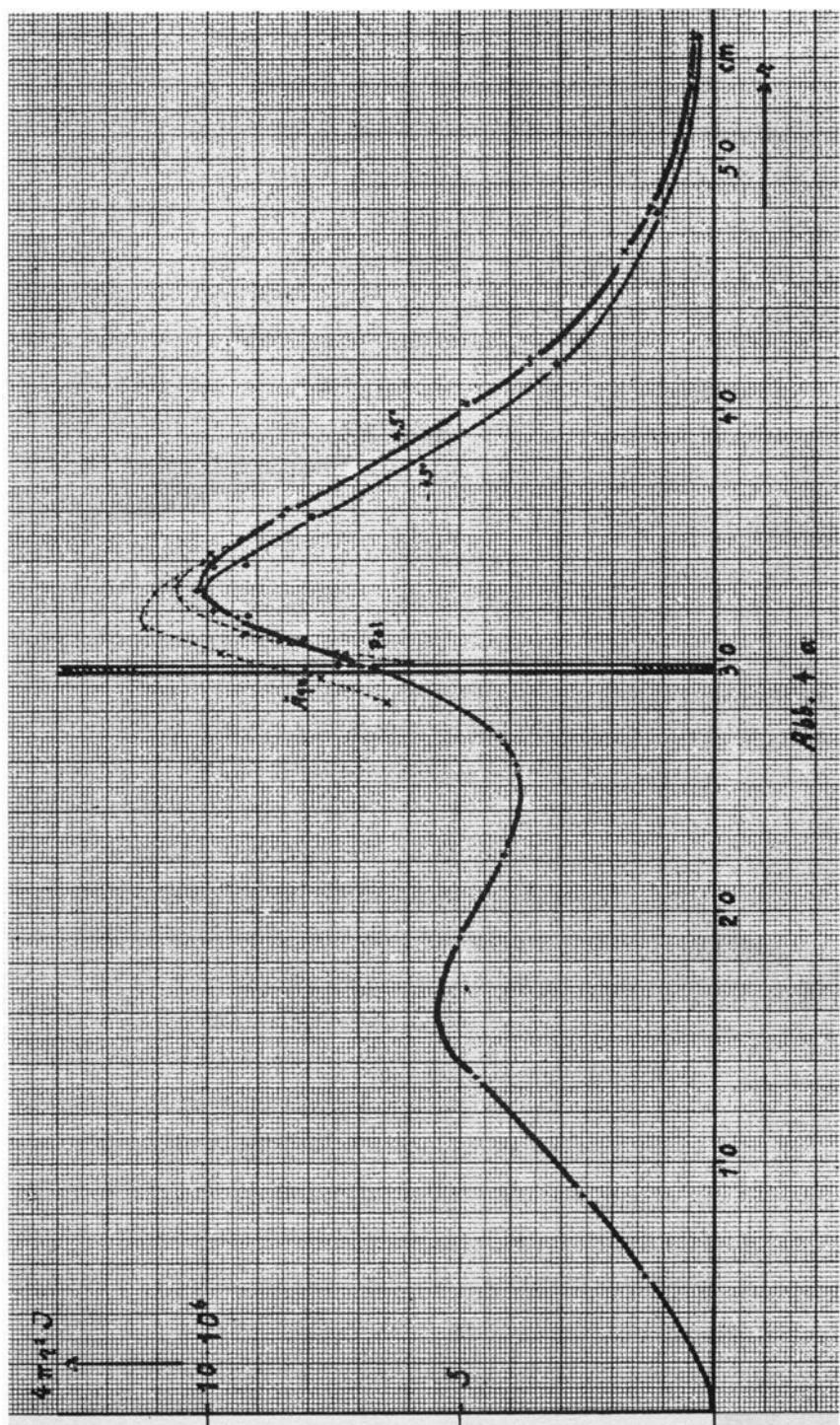
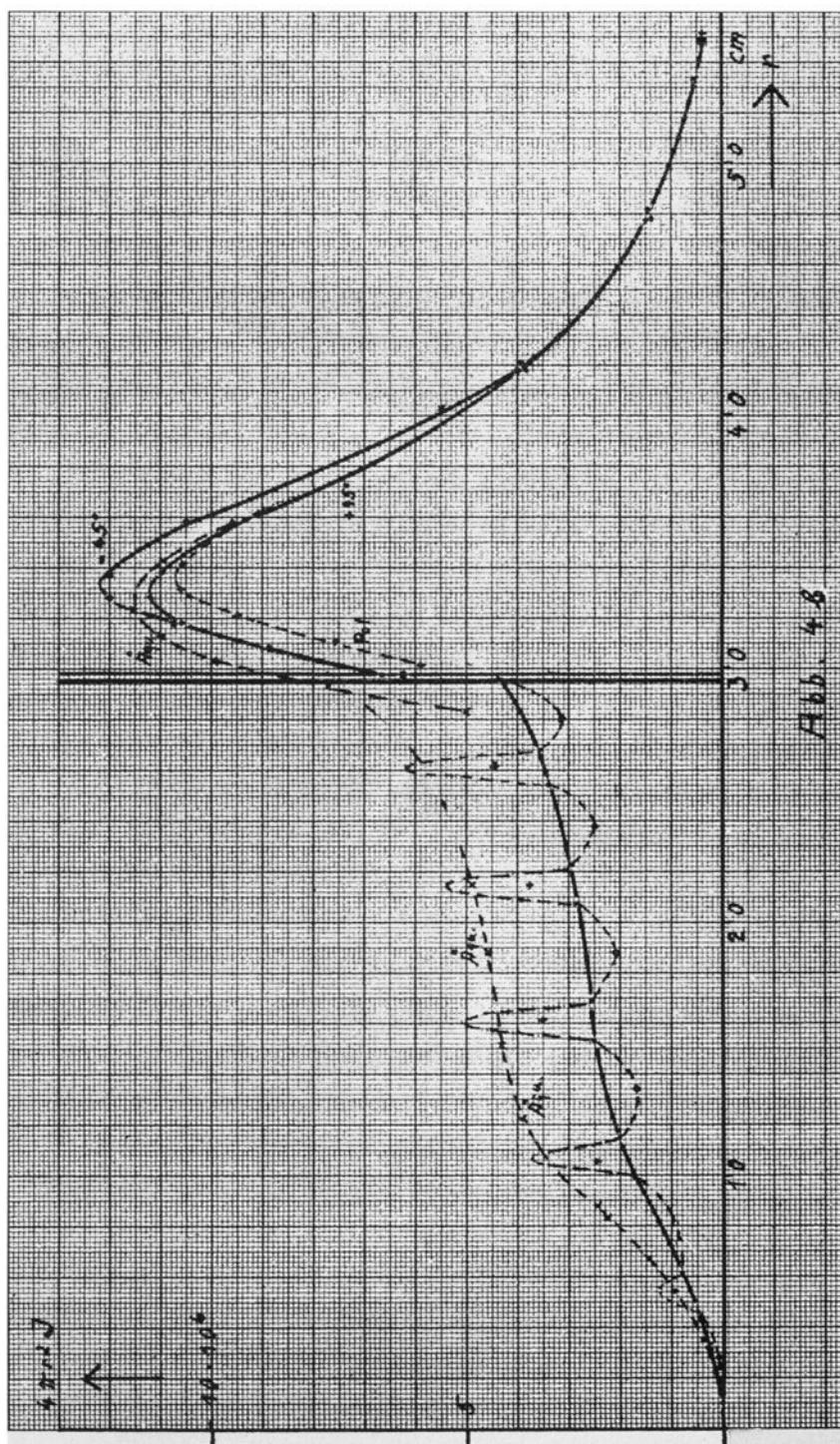


Abb. 3

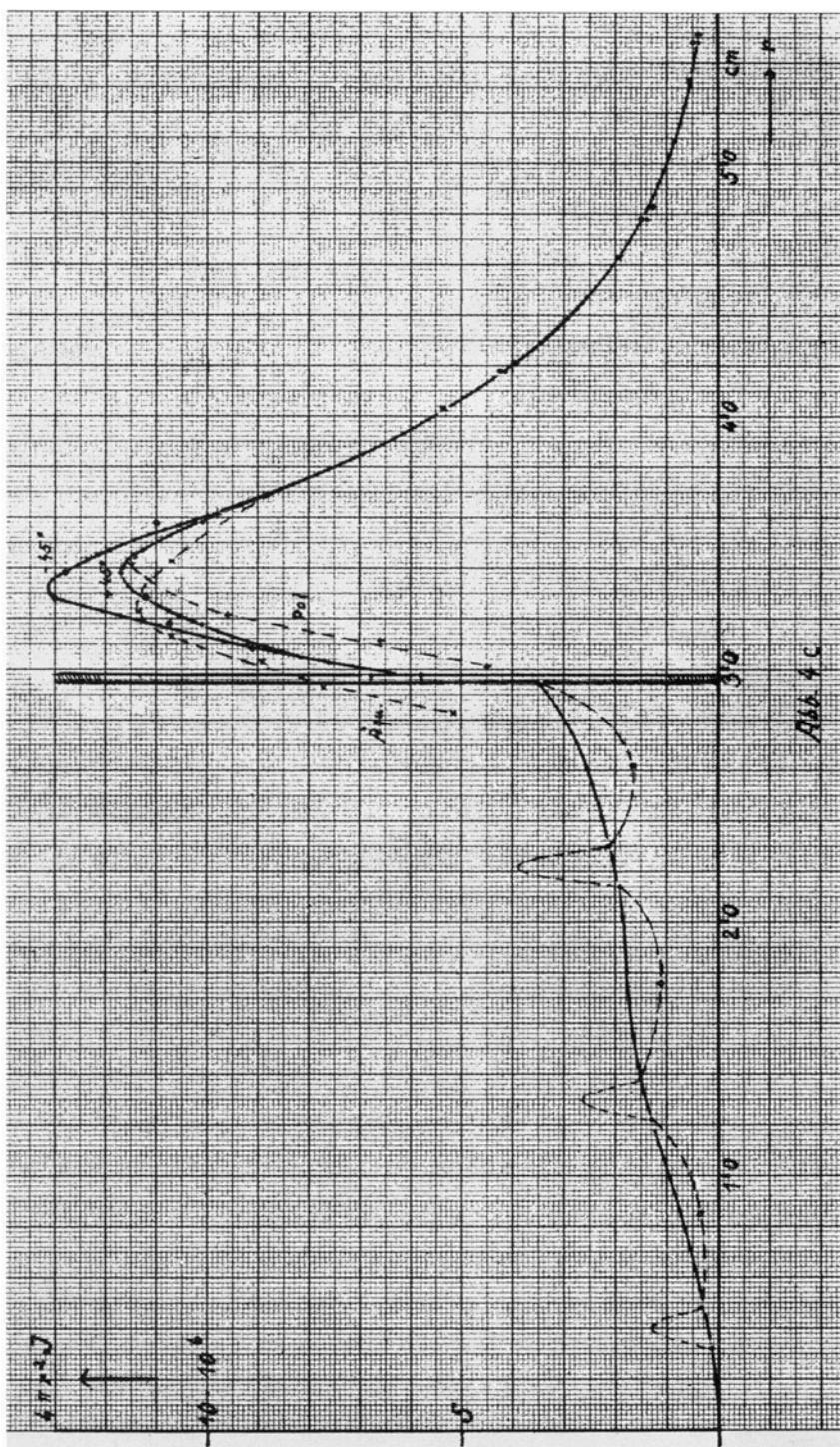


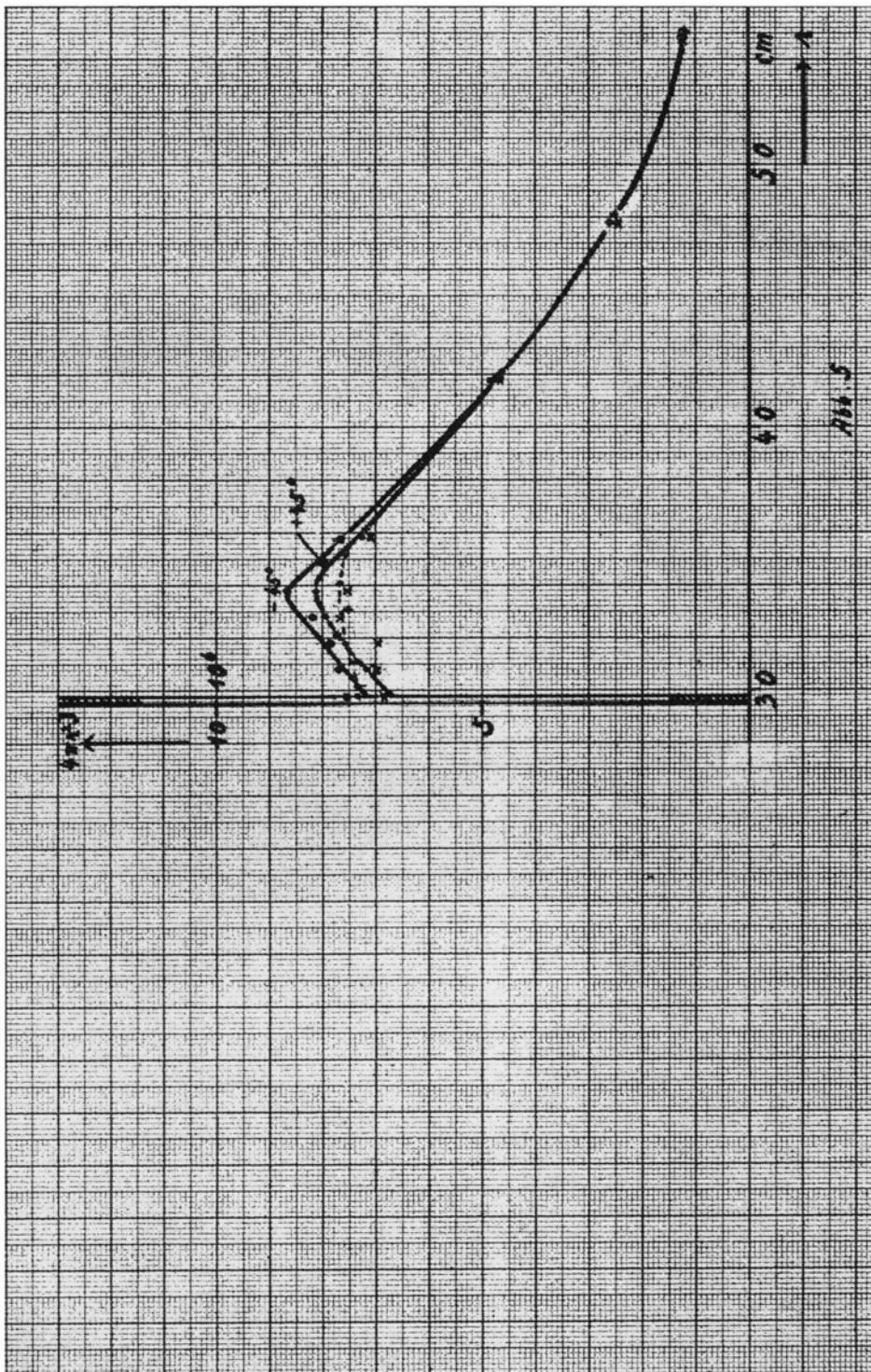
17



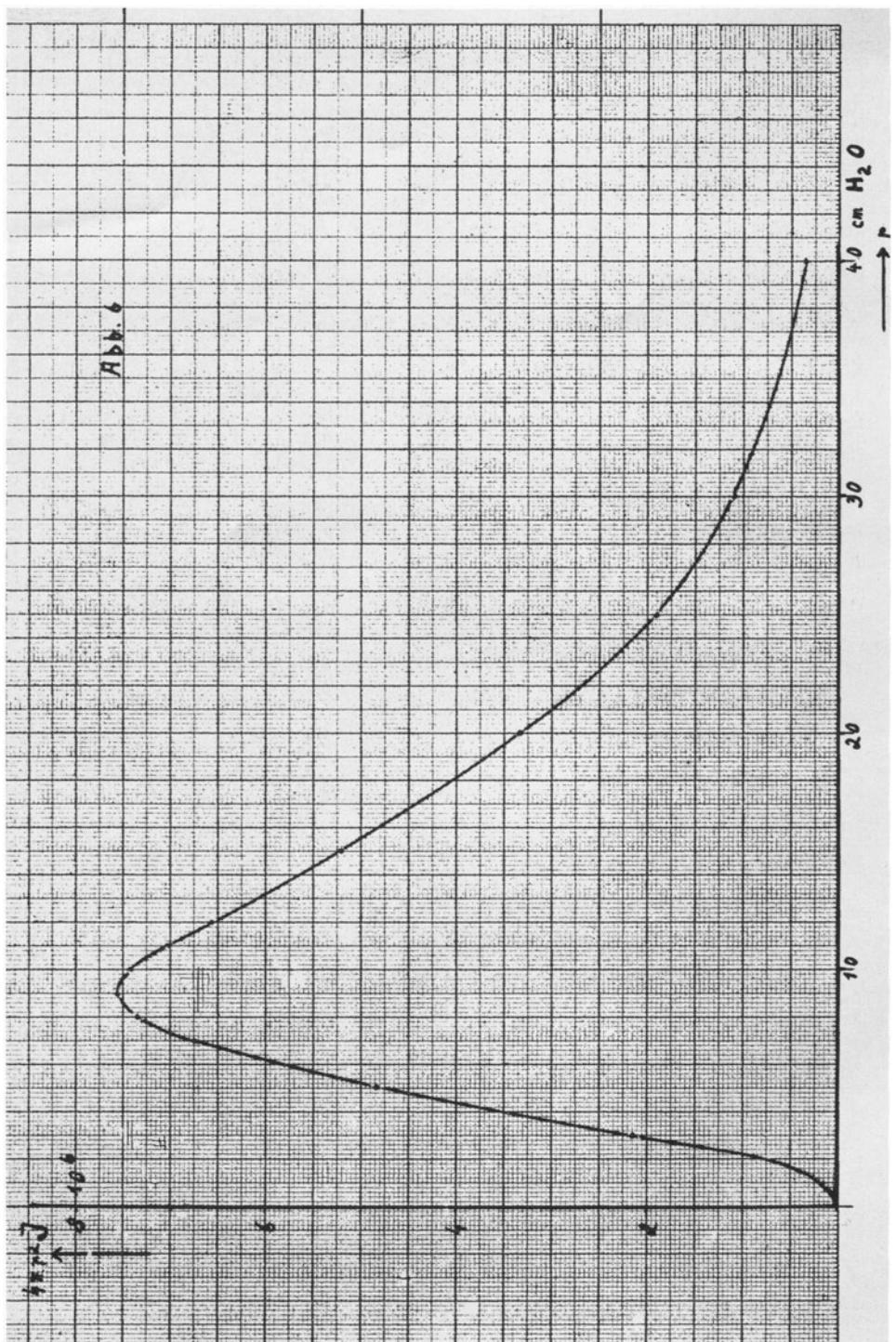


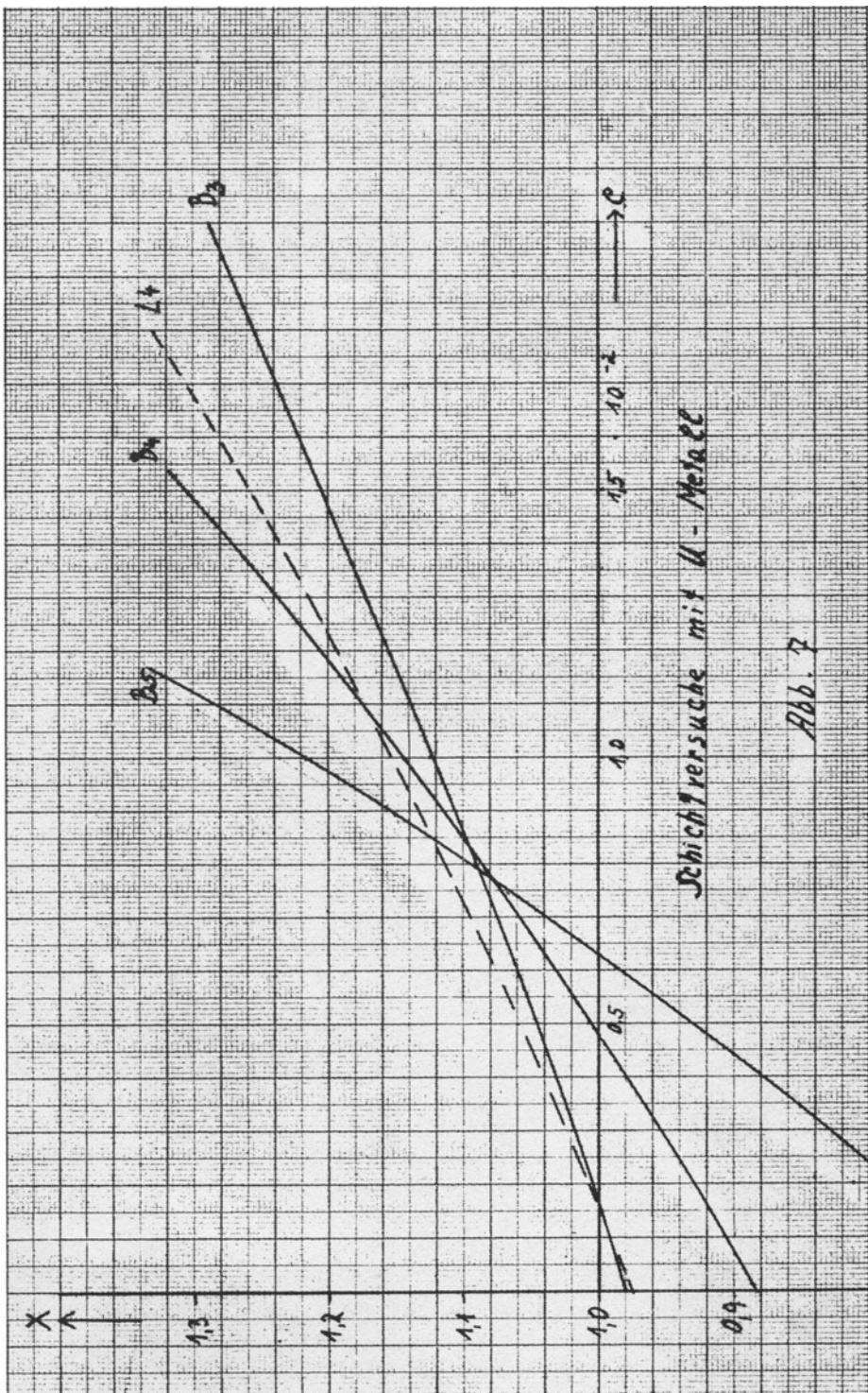
19





21





Die Energiegewinnung aus der Atomkernspaltung

Von Werner Heisenberg¹

Die Entdeckung der Uranspaltung durch Hahn und Straßmann hat die Aussicht auf die Lösung eines wichtigen Problems eröffnet: die technische Ausnutzung der großen, in den Atomkernen aufgespeicherten Energien. Wenn 1 kg Kohle verbrennt, so wird dabei eine Energiemenge von etwa 7000 kcal frei, wenn dagegen 1 kg Radium durch die Aussendung radioaktiver Strahlung im Laufe der Zeit zerfällt, so werden dabei etwa 40 Mill. kcal frei. Die technische Ausnutzung dieser Energien war bisher unmöglich, da der radioaktive Zerfall der Materie nicht beeinflußt werden kann, und da die künstliche Umwandlung von Atomkernen, die „Atomzertrümmerung“, stets nur an minimalen Materiemengen möglich gewesen ist. Nach der Entdeckung der Uranspaltung kann man jedoch hoffen, die Umwandlung größerer Materiemengen durch eine Kettenreaktion zu bewerkstelligen: denn bei der Spaltung des Urankerns werden gewöhnlich auch einige Neutronen, die vorher Bestandteile des Atomkerns waren, freigesetzt. Diese Neutronen können ihrerseits neue Spaltungen an andern Atomkernen hervorrufen, bei denen dann wieder Neutronen frei werden, und so kann sich dieses Spiel wiederholen, bis ein großer Teil der Uranmenge durch Spaltung verwandelt ist. Diese Grundidee zur Energiegewinnung aus den Atomkernen ist im Sommer 1939 in einem Artikel von Flügge in den „Naturwissenschaften“ veröffentlicht worden.

Nach dem Beginn des Krieges ist das Problem von einer Arbeitsgemeinschaft im Rahmen des Heereswaffenamts in Angriff genommen worden. Aber auch in andern Ländern, insbesondere in den Vereinigten Staaten, sind große Mittel für die Lösung des Problems eingesetzt worden.

Der Verwirklichung des geschilderten Plans stehen zunächst folgende Schwierigkeiten im Wege: Das gewöhnliche Uran ist eine Mischung von drei Atomsorten: ^{238}U , ^{235}U und ^{234}U , die das Atomgewicht 238, 235 bzw. 234 besitzen. Die beiden letzteren Atomarten sind viel seltener als die erste. Das ^{235}U macht etwas weniger als 1% und ^{234}U weniger als 1/100% von ^{238}U aus. Nur das zweite Isotop, das ^{235}U , kann durch langsame Neutronen gespalten werden. Wenn es gelänge, diese Substanz rein darzustellen, also eine größere Menge von reinem ^{235}U herzustellen, so würde sich in diesem Material ein Vorgang abspielen, der schematisch auf der rechten Seite der Abbildung 1 dargestellt ist. Die von einem Spaltungszenrum ausgehenden Neutronen würden auf andere ^{235}U -Kerne treffen und diese entweder spalten und dabei neue Neutronen erzeugen oder an ihnen abgelenkt werden und dabei Energie verlieren. Die abgelenkten Neutronen werden wieder auf andere Urankerne treffen, aber schließlich wird jedes Neutron einmal

30
¹ Presented on 5 May 1943 at the meeting on problems of nuclear physics in Berlin, published in *Probleme der Kernphysik (Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung)* pp. 29–36.
(Editor)

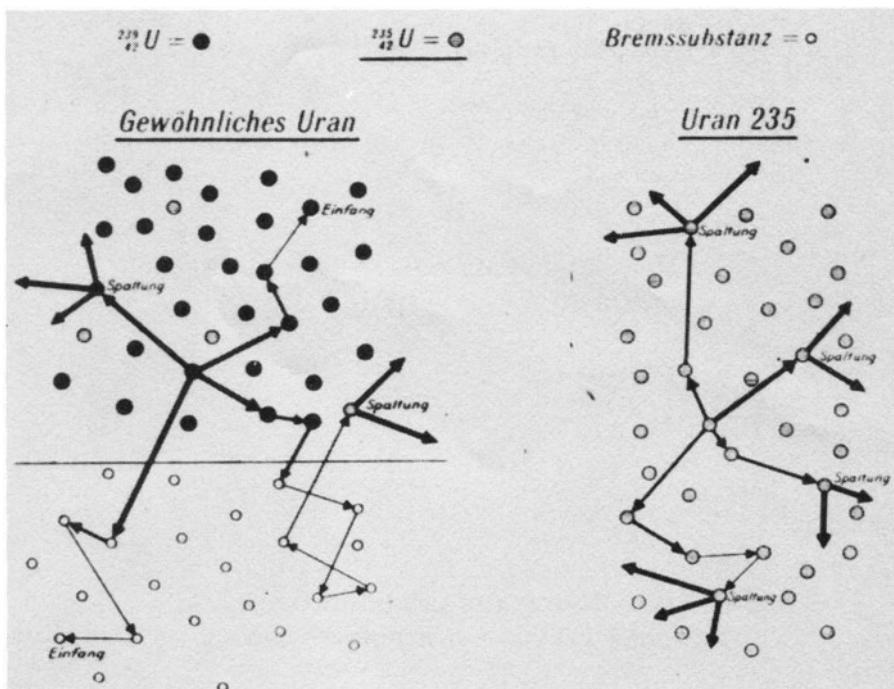


Abb. 1. Schematische Darstellung der Vorgänge beim Durchgang von Neutronen und Uran

Anlaß zu einer Spaltung und damit zu einer Neutronenvermehrung geben. Die gesamte Neutronenmenge wird sich also dauernd vermehren. Es sei denn, daß das Materiestück so klein ist, daß so viele Neutronen durch die Oberfläche abfließen, daß dieser Abfluß nicht durch die Neutronenvermehrung im Innern aufgewogen wird. Wenn aber das Materiestück groß genug ist, so wird die Neutronenvermehrung überwiegen. Die Neutronenmenge wird im Bruchteil einer Sekunde zu enormen Mengen anwachsen, bis ein großer Teil des Materials durch Spaltung verwandelt und eine entsprechende große Energiemenge explosionsartig frei geworden ist.

Im gewöhnlichen Uran jedoch spielen sich die Vorgänge ganz anders ab (vgl. die linke Seite der Abb. 1). Hier wird ein von einem Spaltungszentrum ausgehendes Neutron nur in seltenen Fällen beim Zusammenstoß mit Urankernen wieder eine Spaltung hervorrufen. Meistens wird das Neutron durch Ablenkung an ^{238}U -Kernen abgebremst werden, bis es schließlich bei bestimmten Energien in einem ^{238}U -Kern eingefangen wird und diesen in einen ^{239}U -Kern umwandelt. Damit geht das Neutron für die weitere Neutronenvermehrung verloren, und deshalb ist im gewöhnlichen Uran die genannte Kettenreaktion unmöglich. 31

Man kann aber versuchen, dem gewöhnlichen Uran eine geeignete Bremssubstanz beizugeben (vgl. die untere Hälfte der linken Seite von Abb. 1), die die Neutronen möglichst schnell bis zur reinen Wärmebewegung abbremsen soll, so daß sie dadurch an dem kritischen Energiegebiet, in dem sie von ^{238}U eingefangen werden können, vorbeikommen. Als Neutronen thermischer Geschwindigkeit

werden sie dann häufig zur Spaltung des Atomkerns ^{235}U führen. Allerdings bringt die Beimengung einer Bremssubstanz wieder die Gefahr mit sich, daß die langsamten Neutronen in der Bremssubstanz eingefangen werden und damit für die weitere Vermehrung ausscheiden.

Bei dieser Sachlage bieten sich zwei Wege dar, die Energiegewinnung aus der Uranspaltung zu verwirklichen.

1. Die Reindarstellung oder Anreicherung des wirksamen Isotops 235

Dieser Weg muß sicher zum Ziel führen, wenn die Reindarstellung oder die Anreicherung technisch möglich ist. In der genannten Arbeitsgemeinschaft ist es zum erstenmal Harteck im vergangenen Jahr gelungen, eine geringe Anreicherung an zunächst noch sehr kleinen Materiemengen zu erzielen. Über die Technik und späteren Aussichten dieses Verfahrens wird im Vortrag von Herrn Clusius die Rede sein.

2. Die Verwendung von gewöhnlichem Uran mit einer geeigneten Bremssubstanz

Über die mit diesem Verfahren zusammenhängenden Fragen sind im Laufe der letzten Jahre in der genannten Arbeitsgemeinschaft viele Untersuchungen durch die Kaiser-Wilhelm-Institute in Heidelberg und in Berlin, durch die Physikalischen Institute an den Universitäten Leipzig, Hamburg, Wien, an der Technischen Hochschule in Charlottenburg und an anderen Hochschulinstituten durchgeführt worden, die hier nicht im einzelnen aufgeführt werden können. Nur die

- 2 wichtigsten Ergebnisse sollen kurz Erwähnung finden: Die einzige Bremssubstanz, die für die Lösung des Problems in Betracht kommt, ist schweres Wasser. Andere Substanzen, wie Beryllium und reine Kohle, können zwar in Verbindung mit schwerem Wasser zu einer Verbesserung der Maschine führen, würden aber wohl allein nicht ausreichen. Ferner hat sich herausgestellt, daß bei einem Vorgang im gewöhnlichen Uran auch die Spaltung des ^{238}U durch schnelle Neutronen eine gewisse Rolle spielt. Schließlich ist man daran gegangen, kleine Versuchsaparaturen zu bauen, die aus Schichten von Uran und Bremssubstanz bestehen,
- 3 und an denen man die Möglichkeit der Energiegewinnung in folgender Weise kontrollieren kann. Diese Apparaturen sind zu klein, um selbständig brennen zu können, da der Abfluß von Neutronen aus der Oberfläche zu groß ist. Wenn man jedoch ins Zentrum dieser Apparaturen eine Neutronenquelle bringt, so kann man untersuchen, ob die dann aus der Apparatur ausströmende Neutronenmenge größer oder kleiner ist als die Neutronenmenge, die von der Neutronenquelle selbst ausgeht. Wenn sie größer ist, so ist damit der Beweis erbracht, daß eine Vergrößerung der Apparatur zu einem selbständig strahlenden U-Brenner führen würde. Ein Bild einer solchen Versuchsaparatur geben die Abb. 2 und 3. Die dort dargestellte Versuchsaparatur enthält Paraffin als Bremssubstanz und ist deshalb zur Neutronenvermehrung nicht geeignet. Sie war zur Vermessung der

32

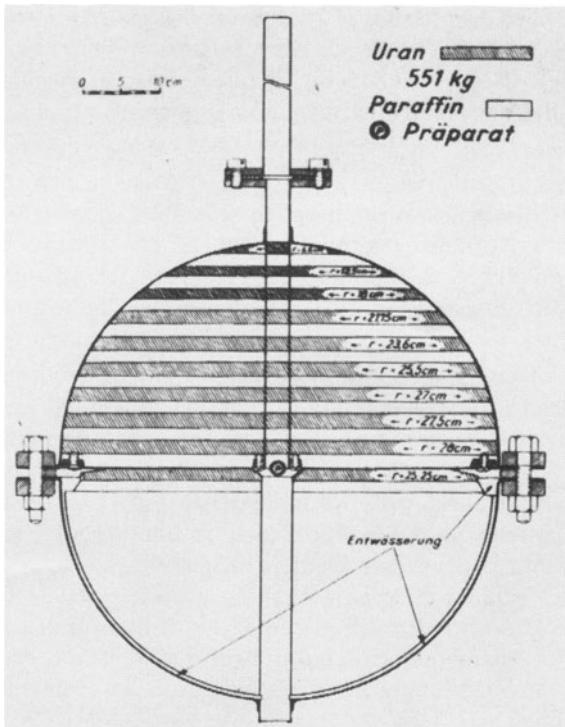


Abb. 2. Schnitt durch eine Schichtenanordnung aus Uranmetall und Paraffin, die im Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Dahlem zur Untersuchung der Neutronenvermehrung aufgebaut war

33

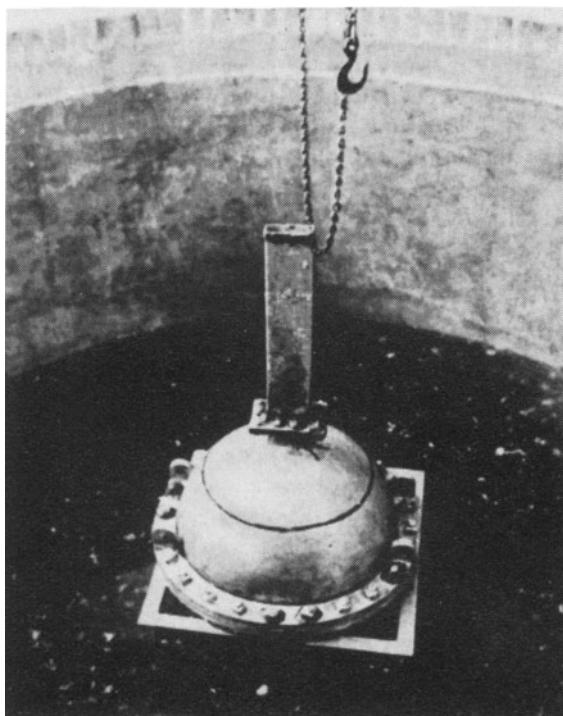


Abb. 3. Außenansicht der Apparatur im Wasserbehälter

- 34 wichtigen Konstanten für spätere Anordnungen bestimmt. Die ganzen Apparaturen werden gewöhnlich im Wasser versenkt (vgl. Abb. 3), da der WassermanTEL für eine starke Rückstreuung von Neutronen in das Innere der Apparatur hinein und damit für eine Steigerung der Neutronenvermehrung sorgt.

Mit einer derartigen Apparatur aus U-Metall und schwerem Wasser ist zum erstenmal vor etwa einem Jahr durch Döpel in Leipzig gezeigt worden, daß die Energiegewinnung auf dem beschriebenen Wege möglich sein muß. Inzwischen ist noch eine etwas verbesserte Apparatur ähnlicher Art in der Chemisch-Technischen Reichsanstalt durch eine Arbeitsgruppe des Heereswaffenamts untersucht worden, die zum gleichen Ergebnis geführt hat, und in der die Neutronenvermehrung noch etwas höher war.

Da zum Bau eines energieliefernden Uranbrenners wahrscheinlich recht erhebliche Mengen von Uranmetall und schwerem Wasser notwendig sind, wird der Bau von Versuchsapparaturen, die uns diesem Ziel näher bringen, in seinem Tempo durch die Herstellung dieser beiden Materialien bestimmt. Als nächster Schritt ist der Bau einer Apparatur geplant, die etwa 1 1/2 t D₂O und 3 t Uranmetall in Form von Schichten enthalten soll und in einem jetzt im Bau befindlichen Bunker im Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Dahlem aufgestellt werden soll. Die Abb. 4 zeigt das Innere des geplanten Apparats. Es ist zu hoffen, daß die Versuche an diesem Apparat, die von den Mitgliedern des Kaiser-Wilhelm-Institutes in Berlin und Heidelberg gemeinschaftlich durchgeführt werden sollen, noch im Laufe des Sommers 1943 begonnen werden können. Aus den Ergebnissen des Versuchs wird man recht sichere Schlüsse über das Ausmaß und die Wirkungsweise des endgültigen Uranbrenners erhalten können.

Der endgültige Brenner würde die Lieferung von Energie etwa in folgender Weise bewerkstelligen: Er würde sich vermöge der in seinem Innern stattfindenden Spaltungsprozesse von selbst auf einer geeigneten Betriebstemperatur halten, wobei die Betriebstemperatur von den Abmessungen des Brenners abhängt und so gewählt werden muß, daß einerseits viel Wärme abgeführt werden kann und andererseits keine Zerstörung des Brenners durch Korrosion o[der] dgl. eintritt. Bei einer Abführung von Wärme aus dem Brenner würde die Temperatur nur für ganz kurze Zeit gesenkt werden; denn jede Senkung der Temperatur hat sofort eine Steigerung der Spaltungsprozesse und damit eine erhöhte Energienachlieferung zur Folge. Dem Brenner kann also so viel Energie entzogen werden, bis ein erheblicher Teil der gesamten Uranmenge durch Spaltung verwandelt ist.

- 35 Wenn es einmal gelingt, erhebliche Mengen von Uran herzustellen, in denen das wirksame Isotop 235 angereichert ist, so wird man die Größe des Brenners bei Benutzung dieses Urans erheblich verringern können, insbesondere wird man auch das seltene D₂O durch gewöhnliches Wasser ersetzen können.

Wenn es gelungen ist, einen derartigen Brenner in Gang zu setzen, so wird die erste wichtigste technische Anwendung in der Herstellung künstlich radioaktiver Substanzen bestehen; denn ein solcher Brenner würde etwa 1000mal stärker als die stärksten bisher gebauten Zyklotrons strahlen können und würde daher die Herstellung von sehr großen Mengen künstlich radioaktiver Substanzen ermöglichen. Über die technische Anwendung solcher Substanzen (vgl. z. B. das Problem der Leuchtfarben) wurde bereits im Vortrag von Herrn Hahn gesprochen.

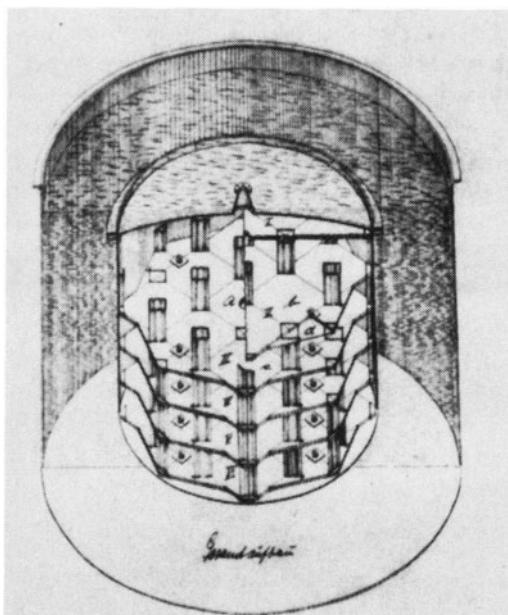


Abb. 4. Schematische Innenansicht einer im Bau befindlichen Apparatur mit 1,5 t D₂O und 3 t U-Metall

Wenn man viele derartige Brenner herstellen kann, so kann man ihre Anwendung zum Antrieb von Wärmekraftmaschinen und an ihre Benutzung für Schiffe und andere Fahrzeuge denken, bei denen es darauf ankommt, eine möglichst große Energiemenge in einem kleinen Raum zu speichern. Daß bis zur Erreichung dieses Ziels auch noch viele rein technische Probleme zu lösen sind, die mit der Frage der Wärmeüberführung, der Korrosionsfestigkeit der benutzten Metalle usw. zusammenhängen, braucht wohl nicht erst erwähnt zu werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß hier der erste Schritt zu einer sehr wichtigen technischen Entwicklung getan ist, und daß nach den vorliegenden Experimenten kaum mehr an der Möglichkeit gezweifelt werden kann, die Atomkern-Energien für technische Zwecke in großem Umfange freizumachen. Andererseits stößt die praktische Durchführung dieser Entwicklung in der gespannten Wirtschaftslage des Krieges naturgemäß auf große äußere Schwierigkeiten.

Auswertung des Gottower Versuches.

[Von W. Heisenberg]¹

Die Auswertung der Gottower Versuche im Hinblick auf die gesamte Neutronenvermehrung ist schon früher im Bericht der Gottower Arbeitsgruppe vorgenommen worden. Die bei den Versuchen genau aufgenommene Dichteverteilungskurve der Neutronen in und außerhalb der Apparatur enthält aber mehr und genauere Informationen als nur die Angabe des Vermehrungsfaktors; es lohnt sich daher, auch diese Einzelheiten theoretisch zu untersuchen und durch plausible Annahmen verständlich zu machen, was im Folgenden versucht werden soll.

Wenn man nicht nur die gesamte Neutronenvermehrung, sondern auch den Dichteverlauf im Innern der Apparatur und insbesondere die Rückstreuung der Neutronen in der Mantelsubstanz theoretisch deuten will, so genügt die Betrachtung der thermischen Neutronen allein nicht, und man muß auch die Bremsung der schnellen Neutronen irgendwie theoretisch erfassen. *Bopp* hat vorgeschlagen, den Bremsvorgang, für den eine genaue Theorie sehr umständlich wäre, in der Weise anzunähern, daß man zwei Neutronensorten, die „schnellen“ und die „thermischen“, unterscheidet und für beide gewöhnliche Diffusion (mit verschiedenen Diffusionskonstanten) annimmt.

Dabei liegt eine gewisse Schwierigkeit dieser Theorie in dem Umstand, daß man kaum einen bestimmten Energiebereich definieren kann, der gerade die „schnellen“ Neutronen umfassen soll, und daß die Diffusionskonstanten nur Hilfsgrößen sind, die den Bremsvorgang „möglichst gut“ darstellen sollen. Bezeichnet man die Diffusionslänge, Diffusionskonstante und den Absorptionskoeffizienten der schnellen Neutronen mit l_s , D_s und ν_s , so gilt nach *Bopp* zunächst

$$6 l_s^2 = \overline{s^2}, \quad (1)$$

- wobei $\overline{s^2}$ das mittlere Quadrat der Bremslänge bedeutet. l_s kann also aus den experimentellen Werten für die Bremslänge ermittelt werden (vgl. Berichte von 2 *Bothe* und *Jensen*). Sehr viel schwieriger ist die Bestimmung von ν_s und D_s , die für den Übergang der schnellen Neutronen von einer Substanz zur anderen maßgebend sind. Aus der Theorie der Bremsung folgt, daß die Anzahl N_u der Neutronen, deren Geschwindigkeit größer als eine Grenzgeschwindigkeit v_u ist, bei gegebener Quellstärke Q und konstanter freier Weglänge λ_s gegeben ist durch

$$N_u = Q \frac{2 \lambda_s}{v_u f}, \quad (2)$$

¹ Undated, most probably middle of 1943. (Editor)

wobei $f = 1 + (1 - \alpha/\alpha) \lg(1 - \alpha)$; $\alpha = 4mM/(m+M)^2$; m = Neutronenmasse, M = Atomgewicht. Aus (2) würde folgen

$$v_s = \frac{v_u f}{2 \lambda_s} , \quad (3)$$

$$D_s = v_s l_s^2 = \frac{v_u f l_s^2}{2 \lambda_s} . \quad (4)$$

In vielen Fällen hängt allerdings λ_s erheblich von der Energie der Neutronen ab, so daß dann λ_s in Gleichung (3) einen geeigneten Mittelwert bedeuten muß. Die Art des Mittelwertes wird sich aber kaum unabhängig von der Frage nach der Anwendung der Diffusionsgleichung festlegen lassen. Man wird also Gleichung (3) gut benutzen können, wenn λ_s nur wenig von der Energie abhängt, in anderen Fällen (z. B. bei Wasser) ist man auf eine nachträgliche indirekte experimentelle Bestimmung angewiesen. Die Größe v_u , die man wohl als nicht erheblich über der thermischen Geschwindigkeit annehmen wird, braucht nicht festgelegt zu werden, da ihr Wert in allen Diffusionsrechnungen schließlich wieder herausfällt, wenn man für alle Substanzen, in denen die Neutronen diffundieren, den *gleichen* Wert von v_u annimmt.

Um die folgenden Rechnungen nicht unnötig zu komplizieren, soll ferner das Innere der Gottower Apparate als homogen angesehen werden. D. h. wir denken uns die Mischung aus U-Würfeln und D_2O durch eine homogene Substanz der gleichen Neutronenproduktion und gleichen Bremseigenschaften ersetzt. Diese „Ersatzsubstanz“ ist also charakterisiert durch die Diffusionskonstanten der schnellen (v_s, D_s, l_s) und der thermischen (v_t, D_t, l_t) Neutronen, durch den Vermehrungsfaktor X , der angibt, wie viele schnelle Neutronen schließlich pro eingefangenes thermisches Neutron entstehen, und durch den Resonanzabsorptionsfaktor e^{-w} , der angibt, welcher Bruchteil der schnellen Neutronen schließlich thermisch wird. Für die Dichten ϱ_s und ϱ_t gelten dann die beiden Gleichungen

$$\begin{aligned} \dot{\varrho}_s &= D_s \Delta \varrho_s - v_s \varrho_s + X v_t \varrho_t , \\ \dot{\varrho}_t &= D_t \Delta \varrho_t - v_t \varrho_t + e^{-w} v_s \varrho_s . \end{aligned} \quad (5)$$

Bei räumlich konstanter, zeitlich veränderlicher Dichte kann man setzen $\varrho_s = a_s e^{vt}$, $\varrho_t = a_t e^{vt}$ und erhält

$$\left. \begin{aligned} (v + v_s) a_s - X a_t v_t &= 0 , \\ -e^{-w} a_s v_s + (v + v_t) a_t &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} (v + v_s)(v + v_t) &= X e^{-w} v_s v_t , \\ v &= -(v_s + v_t)/2 \pm \sqrt{[(v_s + v_t)/2]^2 + (X e^{-w} - 1) v_s v_t} . \end{aligned} \quad (7)$$

Wenn man annimmt, daß $X e^{-w} - 1 \ll 1$ ist, so wird näherungsweise:

$$v = -\frac{v_s + v_t}{2} \pm \left(\frac{v_s + v_t}{2} + \frac{(X e^{-w} - 1) v_s v_t}{v_s + v_t} \right) ,$$

also

$$\bar{v} \approx (X e^{-w} - 1) \frac{\nu_s \nu_t}{\nu_s + \nu_t}, \quad \bar{\bar{v}} = -\nu_s - \nu_t - (X e^{-w} - 1) \frac{\nu_s \nu_t}{\nu_s + \nu_t}. \quad (8)$$

Der erste Wert stellt den mittleren Neutronenproduktionskoeffizienten der Apparatur dar.

Bei zeitlich konstanter, aber räumlich variabler Neutronendichte setzt man zweckmäßig etwa

$$\varrho_s = a_s \frac{e^{ir/l}}{r}, \quad \varrho_t = a_t \frac{e^{ir/l}}{r}, \quad (9)$$

4 und erhält

$$\begin{aligned} \left(-\frac{D_s}{l^2} - \nu_s \right) a_s + X \nu_t a_t &= 0, \\ e^{-w} \nu_s a_s + \left(-\frac{D_t}{l^2} - \nu_t \right) a_t &= 0; \end{aligned} \quad (10)$$

d. h. in der gleichen Näherung wie oben

$$\frac{1}{l^2} \approx \frac{X e^{-w} - 1}{l_s^2 + l_t^2}; \quad \frac{1}{\bar{l}^2} \approx -\left(\frac{1}{l_s^2} + \frac{1}{l_t^2}\right). \quad (11)$$

Wir setzen $-\bar{v} = v$ und $i\bar{l} = l$, dann gilt, bei Berücksichtigung der Tatsache, daß im allgemeinen $\nu_s \gg \nu_t$ ist:

$$\bar{l} \approx \left(\frac{l_s^2 + l_t^2}{X e^{-w} - 1} \right)^{1/2}, \quad l \approx \frac{l_s l_t}{\sqrt{l_s^2 + l_t^2}}. \quad (12)$$

Die zugehörigen Verhältnisse der Dichten sind nach (10)

$$\left(\frac{\overline{a_s} \nu_s}{a_t \nu_t} \right) \approx \frac{X l_t^2 + e^w l_s^2}{l_t^2 + l_s^2}; \quad \left(\frac{\overline{\overline{a_s} \nu_s}}{a_t \nu_t} \right) \approx -\frac{l_t^2}{l_s^2} \frac{X l_s^2 + e^w l_t^2}{l_s^2 + l_t^2}. \quad (13)$$

Die erste der beiden Lösungen ist maßgebend für die langsame räumliche Variation der Dichte, sie bestimmt den Dichteverlauf im Großen. Die zweite Lösung dagegen liefert einen raschen exponentiellen Abfall oder Anstieg, sie tritt an den Grenzen des Bereichs, d. h. bei $r = 0$, und am Rand der Apparatur ($r = R$) in Erscheinung. Erfahrungsgemäß ist $l \ll R$. Wichtig ist bei dieser zweiten Lösung besonders der Umstand, daß a_s/a_t negativ wird; dies bedeutet, daß etwa am Rand die Dichte der thermischen Neutronen exponentiell ansteigt, wenn die der schnellen exponentiell absinkt und umgekehrt.

5 Der Dichteverlauf im Innern kann also offenbar nach (12) und (13) in folgender Weise dargestellt werden ($e^{-R/l}$ wird ~ 0 gesetzt):

$$\varrho_t = \frac{a}{r} \left(\cos \frac{r}{l} + \alpha \sin \frac{r}{l} - e^{-r/l} + \beta e^{(r-R)/l} \right), \quad (14a)$$

$$\begin{aligned} \varrho_s = & \frac{\nu_t}{\nu_s} \frac{a}{r} \left\{ \frac{X l_t^2 + e^w l_s^2}{l_s^2 + l_t^2} \left(\cos \frac{r}{l} + \alpha \sin \frac{r}{l} \right) \right. \\ & \left. + \frac{l_t^2}{l_s^2} \frac{X l_s^2 + e^w l_t^2}{l_s^2 + l_t^2} (e^{-r/l} - \beta e^{(r-R)/l}) \right\}. \end{aligned} \quad (14b)$$

Der Faktor von $e^{-r/l}$ in (14a) ist durch die Bedingung bestimmt, daß ϱ_t bei $r = 0$ regulär sein muß, da bei $r = 0$ keine Quelle thermischer Neutronen angenommen wird. ϱ_s verhält sich bei $r = 0$ wie

$$\varrho_s(0) \sim \frac{\nu_t}{\nu_s} \frac{a}{r} \frac{X 2 l_s^2 l_t^2 + e^w (l_s^4 + l_t^4)}{l_s^2 (l_s^2 + l_t^2)}, \quad (15)$$

die Anzahl der pro sec von der Quelle kommenden schnellen Neutronen ist also

$$N_0 = 4 \pi \nu_t a \frac{X 2 l_s^2 l_t^2 + e^w (l_s^4 + l_t^4)}{l_s^2 + l_t^2}. \quad (16)$$

Wenn die Quellstärke gegeben ist, so ist daher a bestimmt; die Konstanten α und β bestimmen sich jedoch erst aus den Randbedingungen bei $r = R$.

Die Anzahl $N_a - N_0$ der pro sec im Inneren der Apparatur erzeugten Neutronen ist nach (5)

$$N_a - N_0 = \nu_t (X - 1) \int \varrho_t dV - \nu_s (1 - e^{-w}) \int \varrho_s dV. \quad (17)$$

Gewöhnlich definiert man aus den Experimenten einen Neutronenproduktionskoeffizienten $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ nach der Gleichung:

$$\bar{\nu}_{\text{eff}} = \frac{N_a - N_0}{N_i} e^{-w} = \left[\nu_t (X - 1) - \nu_s (1 - e^{-w}) \frac{\int \varrho_s dV}{\int \varrho_t dV} \right] e^{-w}. \quad (18)$$

Wenn man die von den Randeffekten herrührenden exponentiellen Korrekturglieder in (14a) und (14b) wegläßt, ergibt sich

$$\bar{\nu}_{\text{eff}} = \nu_t (X e^{-w} - 1) \frac{l_s^2 + l_t^2 e^{-w}}{l_s^2 + l_t^2} \approx \bar{\nu}. \quad (19)$$

Die Größe $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ ist also bei großen Apparaturen um wenige Prozent kleiner als die für die zeitliche Änderung der Neutronenzahl maßgebende Größe $\bar{\nu}$.

Wenn man jedoch die Randglieder mitberücksichtigt, ergeben sich Abweichungen. Dabei führt das von der Quelle herrührende Korrekturglied zu einer Erniedrigung, das Mantelglied zu einer Erhöhung von $\bar{\nu}_{\text{eff}}$. Bei kleinen Apparaturen können diese Abweichungen so groß werden, daß sich die experimentell bestimmte Größe $\bar{\nu}_{\text{eff}}$ erheblich von $\bar{\nu}$ unterscheidet. Bei der Gottower Apparatur

spielen die Korrekturglieder jedoch keine große Rolle mehr. Man wird also den experimentell bestimmten Wert von \bar{v}_{eff} als ein gutes Maß für \bar{v} ansehen können. Für die Gestalt der Dichteverteilungskurve im Innern der Apparatur sind aber die Randglieder auf jeden Fall wichtig.

Für den Vermehrungsfaktor $Z = N_a/N_0$ ergibt sich bei Vernachlässigung der Randglieder und unter der Annahme $X e^{-w} \sim 1$ aus (12), (14a), (16) und (17):

$$Z = \frac{N_a}{N_0} \sim \left(1 - \alpha \frac{R}{l}\right) \cos \frac{R}{l} + \left(\alpha + \frac{R}{l}\right) \sin \frac{R}{l} . \quad (20)$$

Der experimentell leicht bestimmbare Vermehrungsfaktor stellt also eine Beziehung zwischen \bar{l} und α her; allerdings gibt die Gleichung (20) bei kleineren Apparaturen nur eine grobe Näherung.

Für die Festlegung der Verhältnisse am Rand der Apparatur braucht man den Dichteverlauf der schnellen und der langsamen Neutronen im Mantel. Für die Diffusion in der Mantelsubstanz gelten (sofern diese kein Uran enthält) die Gleichungen:

$$\begin{aligned} 7 \quad D_s \Delta \varrho_s - \varrho_s v_s &= 0 , \\ D_t \Delta \varrho_t - \varrho_t v_t + \varrho_s v_s &= 0 . \end{aligned} \quad (21)$$

Es gibt hier wieder zwei Lösungen:

$$\begin{aligned} 1) \quad \varrho_t &= \frac{1}{r} e^{\pm r/l_s} ; \quad \varrho_s = \frac{v_t}{v_s} \frac{l_s^2 - l_t^2}{l_s^2} \frac{1}{r} e^{\pm r/l_s} . \\ 2) \quad \varrho_t &= \frac{1}{r} e^{\pm r/l_t} ; \quad \varrho_s = 0 . \end{aligned} \quad (22)$$

Die Lösungen müssen nun nach den üblichen Randbedingungen an die Lösung (14) angeschlossen werden. Wir unterscheiden die Konstanten der Substanzen innen und außen durch die Indices i bzw. a, also l_s^i und l_s^a usw. Ferner setzen wir zur Abkürzung

$$\begin{aligned} \cos \frac{R}{l} + \alpha \sin \frac{R}{l} &= A , \quad \text{und} \\ \cos \frac{R}{l} + \frac{R}{l} \sin \frac{R}{l} + \alpha \left(\sin \frac{R}{l} - \frac{R}{l} \cos \frac{R}{l} \right) &= A \xi ; \quad \text{ferner} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\beta = Ax , \quad \varrho_t^a = \frac{A}{r} (y e^{-r/l_s^a} + z e^{-r/l_t^a}) . \quad (24)$$

Dann lauten die Randbedingungen für die thermischen Neutronen:

$$1 + x = y + z$$

$$D_t^i \left[-\xi + \left(\frac{R}{l} - 1 \right) x \right] = D_t^a \left[- \left(\frac{R}{l_s^a} + 1 \right) y - \left(\frac{R}{l_s^i} + 1 \right) z \right] , \quad (25)$$

und für die schnellen

$$\begin{aligned} \frac{v_t^i}{v_s^i} \left(\frac{Xl_t^{i^2} + e^w l_s^{i^2}}{l_t^{i^2} + l_s^{i^2}} - \frac{l_t^{i^2}}{l_s^{i^2}} \frac{Xl_s^{i^2} + e^w l_t^{i^2}}{l_t^{i^2} + l_s^{i^2}} \right) &= \frac{v_t^a}{v_s^a} y \left(1 - \frac{l_t^{a^2}}{l_s^{a^2}} \right) ; \\ D_s^i \frac{v_t^i}{v_s^i} \left(-\xi \frac{Xl_t^{i^2} + e^w l_s^{i^2}}{l_t^{i^2} + l_s^{i^2}} - \left(\frac{R}{l} - 1 \right) \frac{l_t^{i^2}}{l_s^{i^2}} \frac{Xl_s^{i^2} + e^w l_t^{i^2}}{l_t^{i^2} + l_s^{i^2}} \right) &= - \frac{v_t^a}{v_s^a} y \left(1 - \frac{l_t^{a^2}}{l_s^{a^2}} \right) \left(\frac{R}{l_s^a} + 1 \right) D_s^a . \end{aligned} \quad (26)$$

Man führt nun zweckmäßig folgende Abkürzungen ein:

$$\begin{aligned} \varepsilon_s = \frac{R}{l_s^a} + 1 ; \quad \varepsilon_t = \frac{R}{l_t^a} + 1 ; \quad \eta = \frac{R}{l} - 1 ; \quad b = \frac{l_t^{i^2}}{l_s^{i^2}} \frac{Xl_s^{i^2} + e^w l_t^{i^2}}{l_s^{i^2} + l_t^{i^2}} \approx \frac{l_t^{i^2}}{l_s^{i^2}} ; \\ \xi = \frac{v_t^a}{v_s^a} \frac{v_t^i}{v_s^i} \left(1 - \frac{l_t^{a^2}}{l_s^{a^2}} \right) \frac{l_t^{i^2} + l_s^{i^2}}{Xl_t^{i^2} + e^w l_s^{i^2}} ; \quad \frac{D_s^a}{D_s^i} = \kappa_s ; \quad \frac{D_t^a}{D_t^i} = \kappa_t . \end{aligned} \quad (27)$$

Dann erhalten die vier Gleichungen zur Bestimmung der vier Unbekannten: ξ, x, y, z die folgende Form:

$$\begin{aligned} 1 + x &= y + z , \\ -\xi + x\eta &= -(y\varepsilon_s + z\varepsilon_t)\kappa_t , \\ 1 - bx &= \xi y , \\ -\xi - bx\eta &= -\xi y\varepsilon_s \kappa_s . \end{aligned} \quad (28)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen folgt:

$$x = \frac{\varepsilon_s \kappa_s - \xi}{b(\varepsilon_s \kappa_s + \eta)} ; \quad y = \frac{1}{\xi} \frac{\eta + \xi}{\varepsilon_s \kappa_s + \eta} ; \quad (29)$$

durch Einsetzen dieser Werte in die beiden ersten Gleichungen erhält man, wenn man die Abkürzung

$$\delta = \frac{\varepsilon_t - \varepsilon_s}{\xi \varepsilon_t} \quad (30)$$

benutzt:

$$\xi = \frac{\varepsilon_s \kappa_s [\varepsilon_t \kappa_t (1 + b) + \eta] + \varepsilon_t \kappa_t b \eta (1 - \delta)}{b(\varepsilon_s \kappa_s + \eta) + \varepsilon_t \kappa_t (1 + b \delta) + \eta} . \quad (31)$$

Durch ξ wird dann mittels Gleichung (23) die Konsante α festgelegt. Für den Vermehrungsfaktor Z erhält man schließlich nach (24) und (16) die genauere Formel

$$Z = \frac{N_a}{N_0} = \frac{\nu_t^a (\cos(R/\bar{l}) + \alpha \sin(R/\bar{l}) [y l_s^a (l_s^a + R) + z l_t^a (l_t^a + R)])}{\nu_t^i [(l_s^{i^4} + l_t^{i^4}) e^w + 2 l_s^{i^2} l_t^{i^2} X] / (l_s^{i^2} + l_t^{i^2})}. \quad (32)$$

Durch Einsetzen der Beziehungen (29) in (32) kann man zeigen, daß Gleichung (32) in Gleichung (20) übergeht, wenn die Randeffekte keine große Rolle spielen.

Damit ist der mathematische Teil der Theorie festgelegt und man kann daran gehen, durch geeignete Wahl der eingehenden Konstanten den empirischen Dichteverlauf darzustellen. Nun stecken in der Theorie so viele Konstanten, daß man

- 9 kaum aus der empirischen Kurve die Werte der Konstanten erschließen kann. Vielmehr muß man die Werte der Konstanten aus anderen empirischen Daten nehmen und zusehen, ob man mit plausiblen Werten der weniger genau bekannten Konstanten den Dichteverlauf darstellen kann.

Die folgende Tabelle enthält die Werte, die zu dem theoretischen Dichteverlauf führen, der in Fig. 1 mit dem experimentellen Verlauf verglichen ist:

Tabelle 1

Innenraum ($D_2O + U$):

$\nu_t^i = 2050 \text{ sec}^{-1}$	$\lambda_t^i = 2,5 \text{ cm}$	$l_t^i = 10 \text{ cm}$	
$\nu_s^i = 0,10 \nu_u$	$\lambda_s^i = 3,5 \text{ cm}$	$l_s^i = 12 \text{ cm}$	$D_s^i = 14,4 \nu_u$

Außenraum (Paraffin):

$\nu_t^a = 4580 \text{ sec}^{-1}$	$\lambda_t^a = 0,256 \text{ cm}$	$l_t^a = 2,19 \text{ cm}$	
$\nu_s^a = 0,10 \nu_u$	$\lambda_s^a = ?$	$l_s^a = 6 \text{ cm}$	$D_s^a = 3,60 \nu_u$

In dieser Tabelle bedürfen verschiedene Zahlen der Erläuterung. Der Wert $\nu_t^i = 2050 \text{ sec}^{-1}$ ist erheblich kleiner als der mittlere Absorptionskoeffizient, der sich ergeben würde, wenn man sich das U-Metall gleichmäßig im D_2O verteilt denkt. Die Zahl $\nu_t^i = 2050$ ist berechnet auf Grund der aus den Diffusionsgleichungen folgenden Verteilung der Neutronendichte in der Umgebung einer U-Kugel.

Der Wert $\lambda_t^i = 2,5 \text{ cm}$ ist etwas höher, als im allgemeinen angenommen wird; eine derartige Erhöhung, die vielleicht durch den Ersatz der Kugelanordnung durch eine homogene Mischung bedingt ist, schien aber notwendig zur Darstellung des Dichteverlaufs.

Die Annahme $l_s^i = 12 \text{ cm}$ führt zu einer mittleren Bremslänge in der Apparatur von

$$\sqrt{s^2} = 12 \sqrt{6} = 29,4 \text{ cm} . \quad (33)$$

Dieser Wert ist viel niedriger als der von *Bothe* und *Jensen* für D_2O angegebene Wert

$$\sqrt{s^2} = 44 \text{ cm} , \quad (34)$$

- 10 wie auch in dem Bericht von *Bopp* schon hervorgehoben wurde.

Eine Erklärung für die Diskrepanz läßt sich wohl einstweilen nicht geben. Da der Dichteverlauf in der Apparatur von l_s^1 recht empfindlich abhängt, liegt der Unterschied erheblich außerhalb der Meßunsicherheit. Eine Wiederholung der Bremslängenmessung mit großen Mengen D_2O wäre daher dringend zu wünschen.

Die auf das Paraffin bezüglichen Daten sind nach dem Bericht von *Bopp* von H_2O auf CH_2 umgerechnet. Nur die Zahl v_s^a kann wegen der starken Energieabhängigkeit der Streuweglänge nicht direkt bestimmt werden. Der Wert ist hier so gewählt, daß der empirische Dichteverlauf möglichst gut dargestellt wird. Der so gefundene Wert liegt recht niedrig und entspricht bei Anwendung von Gl. (3) einer Streuweglänge von 5 cm. Das muß bedeuten, daß für den Übergang der schnellen Neutronen von einer anderen Substanz ins Paraffin die Neutronen sehr hoher Energie die Hauptrolle spielen. Vielleicht äußert sich in dem unplausiblen Wert $v_s^a = 0,10 v_u$ auch einfach der Umstand, daß die Darstellung des Bremsvorgangs durch die Diffusionsgleichung nur eine grobe Näherung ist.

Die empirischen Daten für die Gottower Apparatur mit 240 Würfeln sind: $R = 51$ cm; $N_0 = 74$, $N_a = 155$, $N_i = 860$. Setzt man nach der theoretischen Abschätzung $w = 0,05$, so folgt

$$\bar{v}_{\text{eff}} = \frac{N_a - N_0}{N_i} e^{-w} v_t^a \approx 400 \text{ sec}^{-1}. \quad (34)$$

Der wahre Wert von \bar{v} kann aber von diesem Wert noch etwas abweichen. Die beste Darstellung der empirischen Dichtekurve und des Vermehrungsfaktors bekommt man mit

$$\bar{v} = 365 \text{ sec}^{-1}. \quad (35)$$

Aus dieser Annahme folgt nach Gl. (12) und Tabelle 1:

$$X e^{-w} - 1 = 0,178 ; \quad \bar{l} = 37 \text{ cm} ; \quad l = 7,7 \text{ cm} .$$

11

Mit diesen Werten ist der theoretische Dichtevelauf in Fig. 1 berechnet, wobei der Radius als Abszisse, das Produkt aus Dichte und Radius als Ordinate eingetragen ist.

Die theoretische Kurve liegt bei kleinen Radien über der experimentellen, was wohl zwangslässig durch die weitere Ausbreitung der energiereichen Ra-Be-Neutronen bei der Bremsung erklärt werden kann. Merkwürdigerweise gibt die Theorie auch das Minimum der Kurve bei 40 cm nicht wieder, obwohl die Darstellung eines solchen Minimums durch die Randeffekte prinzipiell durchaus im Rahmen der Theorie möglich wäre. Aber man müßte ganz unplausible Werte der Konstanten einführen, um das Minimum zu erhalten. Vielleicht bedeutet diese Diskrepanz, daß die Annahme einer homogenen Mischung aus Uran und D_2O eine zu grobe Annäherung darstellt. Aber es ist eigentlich nicht recht einzusehen, weshalb die Annahme der homogenen Mischung die Kurvenform so verändern soll. Die Figur enthält neben dem empirischen und theoretischen Verlauf von $r \rho_t$ auch noch zum Vergleich den theoretischen Verlauf von

$$r \varrho_s \cdot \frac{v_s^i}{v_t^i} \cdot \frac{l_s^{i^2} + l_t^{i^2}}{X l_t^{i^2} + e^w l_s^{i^2}} .$$

Die Fig. 1 zeigt deutlich den Unterschied im Dichteverlauf für schnelle und langsame Neutronen an den Grenzen $r = 0$ und $r = R$, der für den Unterschied zwischen \bar{v}_{eff} und \bar{v} maßgebend ist. Bei größeren Apparaturen würde sich \bar{v}_{eff} dem Wert \bar{v} immer mehr nähern, bei kleineren kann \bar{v}_{eff} noch größer als 400 sec^{-1} sein. Tatsächlich ist für den C. T. R.-Versuch $\bar{v}_{\text{eff}} = 580 \text{ sec}^{-1}$ gemessen worden.

Die gewonnene Darstellung kann dazu benutzt werden, um auch für andere Versuchsanordnungen den Vermehrungsfaktor zu berechnen (vgl. auch den Bericht von Bopp).

- 12 Betrachtet man zunächst den früheren C. T. R.-Versuch, so kann man für das Innere die gleichen Verhältnisse annehmen wie bei der Gottower Apparatur, nur war beim C. T. R.-Versuch $|R| = 37,5 \text{ cm}$. Setzt man in Gl. (32) die Werte der Tabelle 1 und $R = 37,5 \text{ cm}$ ein, so erhält man für

$$R = 37,5 \text{ cm}: \quad Z = 1,50 .$$

Der gemessene Vermehrungsfaktor war 1,37; die Diskrepanz kann auf kleine Unterschiede im Aufbau der Apparaturen zurückgehen.

Wenn die C. T. R. Apparatur von 37,5 cm Radius in einen Mantel von D_2O eingebettet würde, so müßte sich der Vermehrungsfaktor nach Gl. (32) entsprechend erhöhen. Der D_2O Mantel sorgt ja dann dafür, daß die Neutronen im Inneren der Apparatur stärker aufgestaut werden, so daß auch eine größere Neutronenvermehrung stattfindet. Setzt man, entsprechend der Tabelle 1, für einen Mantel aus D_2O :

Tabelle 2

(D_2O -Mantel)

$v_t^a = 25 \text{ sec}^{-1}$	$v_t^a = 2,5 \text{ cm}$	$l_t^a = 90 \text{ cm}$
$v_s^a = 0,10 v_u$	$\lambda_s^a = 3,5 \text{ cm}$	$l_s^a = 12 \text{ cm}$

so ergibt Gl. (32) den Wert

$$Z = 1,92 \text{ für den } D_2O\text{-Mantel und } R = 37,5 \text{ cm} .$$

Die Verhältnisse dieses gedachten Versuchs werden zum Teil angenähert durch den zweiten Gottower Versuch, bei dem die Apparatur von 37,5 cm Radius zunächst durch einen D_2O -Mantel von 13,5 cm Dicke umschlossen wird, an den sich dann ein Paraffinmantel anschließt. Der gemessene Vermehrungsfaktor $Z = 1,65$ liegt tatsächlich in vernünftiger Weise zwischen den theoretischen Werten für einen reinen Paraffinmantel ($Z = 1,50$) und einen reinen D_2O -Mantel ($Z = 1,92$).

- 13 Die empirischen Daten für diesen zweiten Gottower Versuch sind, wenn man $R = 37,5 \text{ cm}$ als die Grenze zwischen Innenraum und Außenraum festsetzt:

$$N_0 = 74 ; \quad N_a = 124 ; \quad N_i = 507 ; \quad \bar{v}_{\text{eff}} = 430 \text{ sec}^{-1} .$$

Der Wert von \bar{v}_{eff} ist etwas höher als bei dem Versuch mit 240 U-Würfeln ($R = 51 \text{ cm}$), was durch die stärkere Wirkung der Randkorrektur bei kleineren Radien befriedigend erklärt wird; dagegen ist er erheblich kleiner als der für den C. T. R.-Versuch gemessene Wert $\bar{v}_{\text{eff}} = 580 \text{ sec}^{-1}$.

Hält man beim C. T. R.-Versuch den gegenüber der theoretischen Erwartung reichlich hohen \bar{v}_{eff} -Wert und den etwas niedrigen Z -Wert zusammen, so hat man den Eindruck, daß die Dichte der Neutronen im Inneren der Apparatur kleiner war, als die Theorie dies fordern würde. Das mag zum Teil daran liegen, daß die schnellen Ra-Be-Neutronen sich bei der Bremsung über einen größeren Raum verbreiten als die Spaltungsneutronen, so daß sie die C. T. R.-Apparatur zum Teil verlassen können, ohne an der Reaktionskettenbildung teilgenommen zu haben. Dadurch könnte die Neutronenstauung im Inneren etwas herabgesetzt werden.

Schließlich kann man auf Grund der Gl. (32) die zu erwartende Neutronenvermehrung bei dem Versuch am Kaiser-Wilhelm-Institut in Dahlem abschätzen. Diese Versuchsanordnung entspricht in der Größe etwa einer Kugel von Radius $R = 71 \text{ cm}$. Wenn man das Innere der Dahlemer Apparatur in der gleichen Weise füllt wie die Gottower Apparaturen (d. h. mit Würfeln), so könnte man die Daten der Tabelle 1 sowie den Wert $\bar{v} = 365 \text{ sec}^{-1}$ übernehmen. In diesem Falle ergibt Gl. (32) den Wert

$$Z = 4,95 \quad \text{für } R = 71 \text{ cm} , \quad \bar{v} = 365 .$$

Die Dahlemer Apparatur enthält jedoch bei den ersten Versuchen eine Plattenanordnung, deren \bar{v} -Wert nach der Theorie von Höcker etwa um 100 bis 150 sec^{-1} geringer sein wird als der \bar{v} -Wert der Würfelanordnung. Legt man versuchsweise $\bar{v} = 250 \text{ sec}^{-1}$ und im Übrigen die Daten der Tabelle 1 zu Grunde, so erhält man

$$Z = 2,5 \quad \text{für } R = 71 \text{ cm} , \quad \bar{v} = 250 \text{ sec}^{-1} .$$

Man erkennt aus diesen Zahlen, daß der Vermehrungsfaktor Z bei dieser Größe der Apparatur schon sehr empfindlich vom Wert des Neutronenproduktionskoeffizienten abhängt.

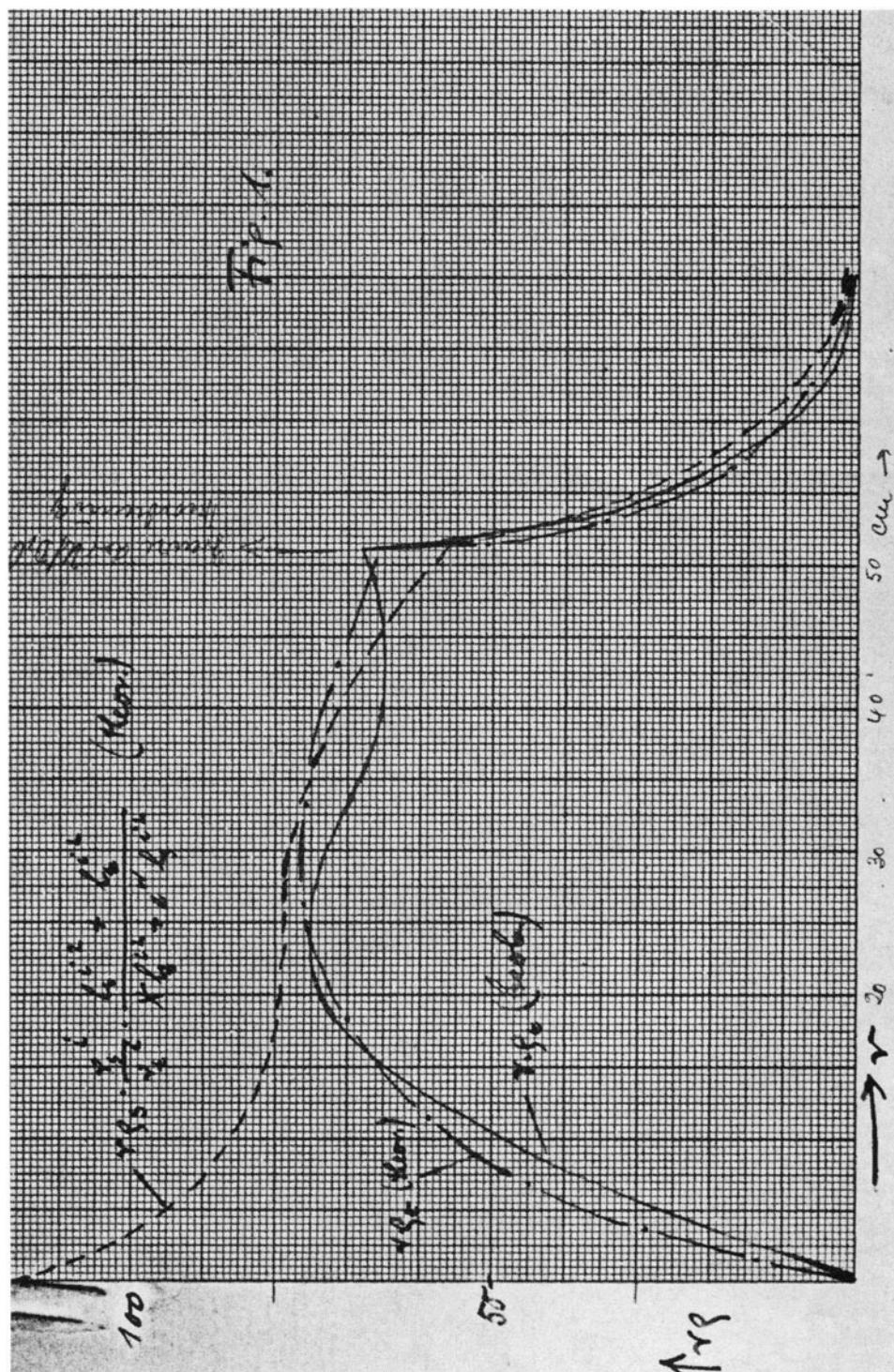
Vergleicht man die hier durchgeführten Abschätzungen mit denen einer früheren, vereinfachten Theorie von Bopp, so ergeben sich nur verhältnismäßig kleine Unterschiede in den Vermehrungsfaktoren, dagegen große Unterschiede im Dichteverlauf, wie es nach der Art der Approximation bei Bopp auch zu erwarten war.

Wir stellen in der folgenden Tabelle die theoretischen Werte der Vermehrungsfaktoren noch einmal zusammen:

Tabelle 3

$R =$	$37,5 \text{ cm}$		52 cm		71 cm
Mantelsubstanz	H_2O	D_2O	H_2O	H_2O	D_2O
$\bar{v} =$	365	365	365	365	250
$Z =$	1,50	1,92	2,1	4,95	2,5

- Zusammenfassend kann man sagen, daß die Einzelheiten des Göttinger Versuchs durch die *Boppsche* Theorie der zwei Neutronensorten einigermaßen dargestellt werden können. Die Göttinger Versuche geben dabei wichtige Aufschlüsse über die Einzelheiten des Bremsvorgangs, insbesondere an der Grenzfläche verschiedener Substanzen. Die Tatsache, daß einige | der Materialkonstanten zur Deutung der Versuche etwas unplausible Werte bekommen müssen, läßt sich die Extrapolation auf künftige Versuche etwas unsicher erscheinen; aber allzu groß werden die Fehler dieser Extrapolation trotzdem nicht sein.



Theoretische Auswertung der Dahlemer Großversuche

[Von W. Heisenberg]¹

Die in der letzten Zeit durchgeföhrten Versuche mit großen D₂O-Mengen (Gottow II mit 0,5 to D₂O und die Dahlemer Versuche mit 1,5 to D₂O) geben zum ersten Male zuverlässige experimentelle Werte für den Neutronenproduktionskoeffizienten und den Vermehrungsfaktor. Schon bei der Auswertung der Gottower Versuche hat sich gezeigt (Bericht *Heisenberg*), daß zum theoretischen Verständnis der Vorgänge in der Apparatur ein genaueres Studium der Bremsung der schnellen Neutronen unerläßlich ist. Das einzige praktisch brauchbare Verfahren zur Behandlung der Bremsvorgänge scheint einstweilen die Theorie von *Bopp* zu sein, die schematisch zwei Sorten von Neutronen, schnelle und langsame, unterscheidet, die in verschiedener Weise in den Substanzen des Brenners diffundieren sollen; diese Theorie stellt zwar zweifellos nur eine sehr grobe Annäherung an den wirklichen Bremsvorgang dar, aber jede weitere Verfeinerung stößt, wenn es sich um die Vorgänge an der Grenzschicht verschiedener Substanzen handelt, einstweilen auf fast unüberwindliche rechnerische Schwierigkeiten. Die Boppsche Theorie gestattet wenigstens eine qualitative Darstellung aller wesentlichen Züge des Bremsvorgangs.

Diese Theorie macht nun schon eine Revision der bisherigen Theorie des Neutronenproduktionskoeffizienten \bar{v} notwendig, die im Folgenden zunächst durchgeführt werden soll.

1. Der Neutronenproduktionskoeffizient \bar{v}

Wir denken uns einen unendlich großen, aus Schichten von U und Bremssubstanz zusammengesetzten Brenner, und fragen nach der zeitlichen Zunahme der gesamten Neutronendichte. Schnelle und thermische Neutronen unterscheiden wir durch die Indices s und t. Für die Dichte an jedem Punkt wird die Gleichung gelten

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = \bar{v} \varrho . \quad (1)$$

Die Verteilung der Neutronen im U und in der Bremssubstanz wird dann durch die folgenden Diffusionsgleichungen beschrieben:

¹ Undated report on the experiments B VI, probably written in September 1944 – see quote in the following report (p. 595 below). (Editor)

U	Bremssubstanz
$D_s^U \Delta \varrho_s + v_t^U \varrho_t XY = \bar{v} \varrho_s$	$D_s^B \Delta \varrho_s - v_s^B \varrho_s = \bar{v} \varrho_s$
$D_t^U \Delta \varrho_t - v_t^U \varrho_t = \bar{v} \varrho_t$	$D_t^B \Delta \varrho_t - v_t^B \varrho_t + v_s^B \varrho_s e^{-w} = \bar{v} \varrho_t$

Die Bremsung schneller Neutronen im U ist hier völlig vernachlässigt, denn thermische Neutronen können im U wegen der großen Masse des U-Kerns praktisch nicht entstehen. Die Größen X und Y haben die gleiche Bedeutung wie in den früheren Berichten; die Tatsache, daß Y selbst wieder von der Dichteverteilung der schnellen Neutronen im U abhängt, kann hier außer Betracht bleiben, da diese Abhängigkeit praktisch kaum eine Rolle spielt.

Setzt man die Lösungen der Gl. (2) in der Form an: $\varrho_s = a_s e^{x/l}$; $\varrho_t = a_t e^{x/l}$, so erhält man zur Bestimmung von l die folgenden Gleichungen:

$$\left| \begin{array}{cc} U & \\ \frac{D_s^U}{l^2} - \bar{v} & v_t^U XY \\ 0 & \frac{D_t^U}{l^2} - v_t^U - \bar{v} \end{array} \right| = 0 , \quad \left| \begin{array}{cc} Bremssubstanz & \\ \frac{D_s^B}{l^2} - v_s^B - \bar{v} & 0 \\ v_s^B e^{-w} & \frac{D_t^B}{l^2} - v_t^B - \bar{v} \end{array} \right| = 0 , \quad (3)$$

mit den Lösungen

$$\begin{aligned} 1) l_1^2 &= \frac{D_t^U}{v_t^U + \bar{v}} \approx \frac{D_t^U}{v_t^U} = (l_t^U)^2 & 1) l_1^2 &= \frac{D_s^B}{v_s^B + \bar{v}} \approx \frac{D_s^B}{v_s^B} = (l_s^B)^2, \\ \frac{a_s}{a_t} &= -\frac{v_t^U XY}{(D_s^U/l_1^2) - \bar{v}} \approx -\frac{D_t^U}{D_s^U} \frac{XY}{1 + (\bar{v}/v_t^U)} . & \frac{a_s}{a_t} &= \frac{D_t^B}{v_s^B} e^w \left(\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} \right). \\ 2) l_2^2 &= \frac{D_s^U}{\bar{v}} (\gg (l_t^U)^2) ; \quad a_t = 0 & 2) l_2^2 &= \frac{D_t^B}{v_t^B + \bar{v}} , \quad a_s = 0 . \end{aligned} \quad (4)$$

Diese Lösungen müssen nun mit zunächst unbekannten Koeffizienten in beiden Substanzen so zusammengesetzt werden, daß an der Grenzfläche zwischen U und Bremssubstanz Dichte und Strom der thermischen wie der schnellen Neutronen stetig übergehen. Bezeichnet man die halbe U-Schichtdicke mit a und setzt das Verhältnis

$$a/l_U = \xi , \quad (5)$$

bezeichnet ferner die halbe Dicke der Bremssubstanz mit b und setzt

$$\frac{b}{l_1} = \eta_1 , \quad \frac{b}{l_2} = \eta_2 , \quad (6)$$

so führen die vier Grenzbedingungen unter der stets zutreffenden Annahme $l_2^U \gg a$ zu der folgenden Determinante:

$$0 = \begin{vmatrix} \cosh \xi, & 0, -\cosh \eta_2, & -\cosh \eta_1 \\ -\frac{D_t^U}{D_s^U} \frac{XY}{1+(\bar{v}/v_t^U)} \cosh \xi, 1, & 0 & \frac{D_t^B}{v_s^B} e^w \left(\frac{1}{l_2^2} - \frac{1}{l_1^2} \right) \cosh \eta_1 \\ \frac{D_t^U}{l_t^U} \sinh \xi, & 0, \frac{D_t^B}{l_2} \sinh \eta_2, & \frac{D_t^B}{l_1} \sinh \eta_1 \\ -\frac{D_t^U}{l_t^U} \frac{XY}{1+(\bar{v}/v_t^U)} \sinh \xi, 0, & 0, & -\frac{D_s^B}{l_1} \frac{D_t^B e^w}{v_s^B} \left(\frac{1}{l_2^2} - \frac{1}{l_1^2} \right) \sinh \eta_1 \end{vmatrix} \quad (7)$$

Die Ausrechnung führt zu der Gleichung für \bar{v} :

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{l_1^2}{l_2^2}\right) \left[\coth \xi + \coth \eta_2 \frac{D_t^U}{D_t^B} \frac{l_2}{l_t^U} \right] \left(1 + \frac{\bar{v}}{v_t^U}\right) \\ &= \frac{l_1}{l_t^U} \frac{D_t^U}{D_t^B} X Y e^{-w} \left[-\coth \eta_1 + \frac{l_2}{l_1} \coth \eta_2 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Entwickelt man die Größen $\coth \eta_1$ und $\coth \eta_2$ nach Potenzen von η_1 und η_2 und bricht die Reihen mit dem dritten Glied ab, was für D₂O in den meisten Fällen eine gute Näherung sein dürfte, so erhält man nach elementaren Rechnungen, wenn man noch die Beziehungen $\bar{v}/v_t^U \ll 1$, $v_t^B b^2/D_t^B \ll 1$ und $XYe^{-w} - 1 \ll 1$ benutzt:

$$\bar{v} \approx v_t^U \frac{XYe^{-w} - 1 - \frac{v_t^B b^2}{D_t^B} \left(\frac{1}{3} + \frac{D_t^B}{D_t^U} \frac{l_t^U}{b} \coth \xi - \frac{b^2}{45(l_s^B)^2} \right)}{\frac{b}{l_t^U} \coth \xi + 1 + \frac{b^2}{3l_t^{U2}} \frac{D_t^U}{D_t^B} \left(1 - \frac{b^2}{15(l_s^B)^2} \right)} \quad (9)$$

Diese Formel stimmt mit der bisherigen Formel überein, wenn man die Glieder fortläßt, die die Größe l_s^B enthalten. Diese Glieder stellen also den Einfluß dar,

- 4 der durch die Krümmung der Funktion ϱ_s in der Bremssubstanz zustande kommt. Da l_s^B in D₂O etwa den Wert 12 cm hat (vgl. frühere Berichte), bleibt der Einfluß dieser Glieder relativ gering.

Die Gl. (9) läßt noch eine einfache anschauliche Deutung zu: Der Quotient

$$\bar{v}_t^U = \frac{v_t^U}{\frac{b}{l_t^U} \coth \xi + 1 + \frac{b^2}{3l_t^{U2}} \frac{D_t^U}{D_t^B} \left(1 - \frac{b^2}{15(l_s^B)^2} \right)} \quad (10)$$

bedeutet, wie man durch direktes Ausrechnen bestätigt, in der hier betrachteten Näherung den mittleren thermischen Absorptionskoeffizienten der Schichtung, wobei die Mittelung über die wirkliche Neutronendichteverteilung vollzogen ist;

von der Absorption in der Bremssubstanz D_2O ist dabei abgesehen. Die Gleichung

$$\bar{v} = \bar{v}_t^U \left[X Y e^{-w} - 1 - \frac{v_t^B b^2}{D_t^B} \left(\frac{1}{3} + \frac{D_t^B}{D_t^U} \frac{l_t^U}{b} \coth \xi - \frac{b^2}{45(l_s^B)^2} \right) \right] / \dots$$

ist also das direkte Analogon zur Gl. (12) des früheren Berichtes:

$$\bar{v} = v_t^i (X e^{-w} - 1) ,$$

die sich auf die Vermehrung in homogenen Substanzen bezog. Das Korrekturglied mit v_t^B in Gl. (9) stellt offenbar den zusätzlichen Einfluß der Absorption in der Bremssubstanz dar.

Die enge Analogie der beiden Formeln zeigt auch, daß die Berechnung der Neutronendichteverteilung im Großen und des Vermehrungsfaktors hier genau so erfolgen kann, wie bei einer homogenen Substanz, sofern man nur v_t^i durch \bar{v}_t^U ersetzt. Im früheren Bericht ist tatsächlich auch so verfahren worden.

2. Numerische Durchführung für die Dahlemer Versuche

5

Wenn man den Wert $l_s^B = 12$ cm als gegeben ansieht – durch die Gottower Versuche ist er wohl genügend begründet, – so kann man die empirischen Werte von \bar{v} für verschiedene Schichtungen dazu benützen, um mit Hilfe von Gl. (9) den ausdruck $X Y e^{-w}$ für diese Schichtungen zu berechnen. Dieses Verfahren ist deswegen zweckmäßig, weil die Werte von X , Y und w in höherem Grade unsicher sind als die übrigen Konstanten. Freilich geht auch in die Berechnung von \bar{v} aus den empirischen Daten die Größe w ein, aber doch nur als Korrektur. In erster Näherung kann man etwa aus den Versuchen entnehmen (Tabelle 1):

Tabelle 1

Schichtung	1/10	1/18	1/26	2/26
\bar{v}	~ 217	260	191	212

Geht man mit diesen Werten und den Konstanten des früheren Berichts in die Gl. (9) ein, so erhält man für $X Y e^{-w}$ die Zahlen der ersten Zeile von Tabelle 2.

Tabelle 2

Schichtung	1/10	1/18	1/26	2/26
$X Y e^{-w}$	1,0513	1,1219	1,148	1,120
w	0,15	0,0834	0,0577	0,0923
$X Y$	1,222	1,222	1,2	1,228
\bar{v}	204	252	187	204
\bar{v}_t^U	4925	2435	1542	2072

- Man erkennt zunächst aus den Zahlen der ersten drei Versuche, in denen die
- 6 U-Schichtdicken und damit der Wert von Y konstant ist, daß die Größe w , die hier einfach wie die reziproke D₂O-Schichtdicke variiert, verhältnismäßig groß sein muß, um die beobachtete Variation von $X Y e^{-w}$ zu erklären. Mit den w -Werten der zweiten Zeile von Tabelle 2 ergeben sich nahezu konstante Werte für $X Y$ bei den drei ersten Schichtungen. Wenn man diese empirischen Werte im Sinne der *v. Weizsäckerschen* Formel darstellt, so erhält man nach den bisher üblichen Annahmen:

$$w = 0,187 \frac{1+6a}{b} , \quad (10)$$

was gut zu früheren Werten paßt.

v. Weizsäcker hat aber neuerdings darauf aufmerksam gemacht, daß der Beitrag der höheren Resonanzstellen im D₂O vielleicht relativ kleiner ist als im H₂O, da der Streuquerschnitt von H mit wachsender Energie rasch abnimmt, während der von D sich nur wenig ändert. Hierdurch könnte sich vielleicht das unerwartet günstige Ergebnis bei den D₂O-Versuchen erklären. Akzeptiert man diese Deutung, so könnte man etwa die Darstellung

$$w = 0,30 \frac{1+3a}{b} \quad (11)$$

versuchen, die für die Schichtungen 1/10, 1/18, und 1/26 U die gleichen w -Werte ergibt, wie (10). Die Formeln (10) und (11) führen aber zu verschiedenen Werten für w bei der Schichtung 2/26, die beide in Spalte 4 von Tabelle 2 eingetragen sind. Gegen die Formel (11) spricht einerseits der sich aus ihr ergebende relativ kleine Wert von $X Y$ (Y sollte stärker zunehmen, wenn die U-Dicke von 1 cm auf 2 cm wächst), andererseits der sehr hohe Wert von w für kleine Schichtdicken a , der schlecht mit den Versuchen von *Volz* und *Haxel* zu vereinbaren ist. Es muß also dahingestellt bleiben, ob man die beobachteten Unterschiede zwischen den Paraffin- und den D₂O-Versuchen in dieser Weise deuten kann. Für die weitere Interpretation der Dahlemer Versuche sind die kleinen Unterschiede in Tabelle 2

- 7 aber ohne Belang. Aus den empirischen Daten für $X Y$ (Zeile 3 in Tabelle 2) | und der Theorie für Y wird man etwa schließen:

$$X = 1,18 . \quad (12)$$

In der Tabelle 2 sind schließlich noch die aus den w -Werten folgenden Werte von \bar{v} , und endlich der mittlere Absorptionskoeffizient \bar{v}_t^U eingetragen.

3. Der Vermehrungsfaktor

Die Theorie der Neutronenverteilung im Großen und des Vermehrungsfaktors kann ohne Änderungen aus dem früheren Bericht zu G II übernommen werden. Allerdings müßte sich hier, wo man die Neutronendichte nicht als zeitlich, sondern als räumlich (über die Schwankungen in den Schichten hinaus) veränder-

lich ansieht, die Berechnung von \bar{v} gegenüber den ersten Abschnitten des vorliegenden Berichtes etwas ändern. Aber es besteht kein Grund dafür, anzunehmen, daß hierdurch wesentliche Änderungen entstehen, (vgl. einen früheren Bericht von *v. Weizsäcker*), und wir werden den Wert von \bar{v} daher ungeändert übernehmen. Den numerischen Rechnungen sollen folgende Zahlen zugrunde gelegt werden (vgl. den Bericht zu G II, Tabelle 1):

Tabelle 3

Innenraum ($D_2O + U$):		
$v_t^i = \bar{v}_t^U$;	$\lambda_t^i = 2,5 \text{ cm}$;	l_t^i siehe Tabelle 4
$v_s^i = 0,10 v_U$;	$\lambda_s^i = 3,5 \text{ cm}$;	$l_s^i = 12 \text{ cm}$
Außenraum (H_2O):		
$v_t^a = 3920$;	$\lambda_t^a = 0,30 \text{ cm}$;	$l_t^a = 2,56 \text{ cm}$
$v_s^a = 0,0856 v_U$;	$\lambda_s^a = ?$;	$l_s^a = 6,94 \text{ cm}$

Insbesondere nehmen wir also an, daß die Bremslänge der schnellen Neutronen in der Schichtung von der U-Menge praktisch unabhängig ist, was bei der geringen Dicke der U-Schichten berechtigt sein dürfte.

Unter Beibehaltung der Bezeichnungen vom Bericht über G II erhält man die in Tabelle 4 angegebenen numerischen Ergebnisse.

Tabelle 4

Schichtung	1/10	1/18	1/26	2/26
v_t^i	4925	2435	1542	2072
l_t^i	6,47	9,21	11,58	9,99
\bar{l}	67,0	47,0	47,9	49,8
l	5,7	7,31	8,33	7,64
ξ	2,61	2,78	2,90	2,82
R/\bar{l}	1,06	1,51	1,48	1,42
Z	1,42	2,18	2,05	1,94

Dabei ist die Dahlemer Apparatur einer Kugel vom Radius $R = 71 \text{ cm}$ verglichen worden. Da die Dahlemer Anordnung zylinderförmig ist, kann man über den Wert des entsprechenden Radius im Zweifel sein. $R = 71 \text{ cm}$ entspricht einer Kugel, die das gleiche Volumen hat wie der Dahlemer Kessel.

Die Tabelle 4 lehrt zunächst, daß die effektive Diffusionslänge \bar{l} in anderer Weise variiert, wie der Neutronenproduktionskoeffizient \bar{v} . Während \bar{v} für die Schichtung 1/18 den höchsten Wert annimmt, und die anderen drei Schichtungen zu \bar{v} -Werten in der Gegend von 200 führen, haben die drei Schichtungen 1/18, 1/26 und 2/26 etwa den gleichen Wert von \bar{l} ; nur die Schichtung 1/10 führt zu einem erheblich höheren Wert. Dementsprechend können zu dem gleichen Wert von \bar{v} bei verschiedenen Schichtungen auch ganz verschiedene Werte des Vermeh-

rungsfaktors Z gehören. Der Grund für dieses Verhalten ist, wie schon im Bericht über die Berliner Versuche hervorgehoben wurde, darin zu suchen, daß \bar{l} nicht nur von \bar{v} , sondern auch von dem Massenverhältnis $U:D_2O$, d. h. von \bar{v}_t^U abhängt:

$$9 \quad \overline{l^2} = (l_s^i)^2 \frac{\bar{v}_t^U}{\bar{v}} + \frac{D_t^i}{\bar{v}} . \quad (13)$$

Die Schichtung 1/10 erhält daher auch wegen ihres hohen U-Gehalts einen besonders kleinen Vermehrungsfaktor.

Schließlich vergleichen wir in Tabelle 5 die berechneten und die beobachteten Werte von Z .

Tabelle 5

Schichtung	1/10	1/18	1/26	2/26
$Z_{\text{theor.}}$	1,42	2,18	2,05	1,94
$Z_{\text{beob.}}$	1,56	2,35	2,12	2,06

Man erkennt, daß der Gang von Z durch die Theorie richtig wiedergegeben wird, daß aber die experimentellen Werte durchweg etwa 6% höher liegen als die theoretischen. Diese kleine Diskrepanz ließ sich beseitigen, wenn man l_s^B etwas verkleinerte. Damit würde dann die Darstellung von G II etwas verschlechtert; aber die Meßgenauigkeit der bisherigen Versuche läßt eine so genaue Bestimmung der Konstanten wohl überhaupt noch nicht zu.

Wenn man den H_2O -Mantel durch einen Kohlemantel ersetzt, so muß der Vermehrungsfaktor Z zunehmen. Mit den früheren Versuchen von *Bothe, Jensen, Bopp und Fischer* sind folgende Annahmen über reine Kohle (Elektrographit der Dichte 1,7) verträglich:

$$\begin{aligned} v_t^a &= 136 ; & \lambda_t^a &= 2,5 ; & l_t^a &= 39 ; \\ v_s^a &= 0,0237 v_U ; & \lambda_s^a &= 3 ; & l_s^a &= 20 ; & D_s^a &= 9,47 . \end{aligned}$$

Setzt man diese Daten in die Formel des Berichtes über G II ein, so erhält man für die Schichtung 1/18: $Z = 2,87$. Bei dem jetzt durchzuführenden Versuch ist die Dichte des Mantels etwas geringer, außerdem ist er außen ($r > 100$ cm) durch H_2O ersetzt. Dies wird Z etwas erniedrigen; da aber die theoretischen Z -Werte etwas zu niedrig scheinen, wird man im Ganzen etwa auf diesen Wert $Z = 2,87$ rechnen können.

Bericht über einen Versuch mit 1,5 to D₂O und U und 40 cm Kohlerückstreumantel. (B 7)

Von [F.] Bopp, [W.] Bothe, [E.] Fischer, [E.] Fünfer,
[W.] Heisenberg, [O.] Ritter, [K.] Wirtz¹

Bei den bisherigen Großversuchen wurde stets Wasser als Rückstreumantel benutzt. Aus früheren Untersuchungen ist bekannt (Heisenberg: Forschungsberichte Oktober 1942, Bopp-Fischer: Forschungsberichte März 1944), daß man mit Kohlerückstreumantel bei gleichem \bar{v} , einer die Schichtung kennzeichnenden Konstanten, einen merklich besseren Vermehrungsfaktor zu erwarten hat. Heisenberg (Forschungsberichte September 1944) hat auf Grund der letzten Versuche (Bopp, Borrman, Bothe, Fischer, Fünfer, Jensen, Heisenberg, Ritter, Wirtz: Forschungsberichte September 1944, zitiert als I) mit H₂O-Rückstreumantel für die Schichtung 1/18 (1 cm, U, 18 cm D₂O) und für $\bar{v} = 250 \text{ sec}^{-1}$ einen Wert $Z = 2,87$ vorausgesagt. Diese rechnerische Erwartung sollte an einem Großversuch geprüft werden.

Die Versuchsanordnung bestand aus einem äußeren Al-Kessel von 210,8 cm lichtem Durchmesser, einer mittleren Höhe von 216 cm und einer Wandstärke von 0,4 cm, der zur Aufnahme des Kohlerückstreumantels diente, und dem früher beschriebenen Elektronenkessel im Inneren zur Aufnahme der Schichtung. Der Al-Kessel stand auf einem Holzrost von etwa 40 cm Höhe, der Elektronenkessel im Inneren auf einer Kohleschicht von etwa 45 cm Höhe. Die lichte Weite zwischen den beiden Kesseln betrug seitlich 43 cm, und nach oben 43 – 46 cm. Der innere Kessel ist mit der Schichtung 1/18 in alter Anordnung gefüllt. Der Kohlemantel wurde aus Graphitsteinen der Größe $44 \times 19 \times 5 \text{ cm}^3$ und Dichte $\varrho = 1,7$ gebaut. Die Lücken wurden durch passend gesägte Graphitstücke weitgehend gefüllt, so daß sich die Fülldichte um weniger als 10% verringerte und etwa 1,58 betrug. Die ganze Versuchsanordnung war in dem Betonbecken des Neutronenlaboratoriums in Dahlem aufgebaut und von Wasser umgeben. Es ist bereits von den früheren Rückstreuversuchen (I. c.) her bekannt, daß nach 40 cm Kohle in den äußeren Wasserrückstreumantel praktisch nur noch thermische Neutronen gelangen. Durch weitere Verstärkung des Kohlerückstreumantels wäre also keine beträchtliche Vergrößerung des Verstärkungsfaktors zu erwarten.

Die Ausmessung erfolgte in der früher geschilderten Weise mit Lösungssonden, und zwar wieder nach der linearen (L.: Ritter) und räumlichen (R-) Integrationsmethode (Bopp, Fischer, Wirtz). Das gesamte Neutronenfeld wurde in fünf Teirläume aufgeteilt, über die getrennt integriert werden mußte, nämlich Wasserdeckel (WD), Wassermantel (WM), Kohledeckel (KD), Kohlemantel (KM) und Innenraum (I), wobei die Teirläume von den beiden Kesselmänteln und deren Verlängerung begrenzt wurden. Bei der räumlichen Integrationsmethode wurden sämtliche Teirläume mit zwei Sonden ausgemessen, der WD-Raum außerdem

¹ Stamped „Geheime Kommandosache“. (Editor)

auch mit drei. Im WM waren die Sonden wie früher nach der Exponentalmethode angeordnet, in den übrigen nach einer neuartigen Abwandlung der Gaußschen Methode, die sich als sehr praktisch erwies und die an anderer Stelle geschildert werden soll. Bei der linearen Integrationsmethode wurden im WD-Raum 6 Sonden, im WM-Raum 6 Sonden, im KM- und KD-Raum je zwei Sonden und im I-Raum 3 Sonden gemessen. Die lineare Integrationsmethode gibt über die Raumintegrale hinaus noch ein Bild von der räumlichen Verteilung (Fig. 1: Leermessung, Fig. 2: Vollmessung). Hierbei ist z. B. bemerkenswert, daß im Innenraum die Neutronendichte weniger stark nach außen abfällt als bei dem Wassermantelversuch (r/ρ_1 -Kurve in Fig. 2). Hierin äußert sich deutlich die bessere Rückstreuwirkung der Kohle gegenüber H_2O .

Tafel 1

Versuch	KM/ N_0	KD/ N_0	WM/ N_0	WD/ N_0	N_a/N_0	N_i/N_0	Z	v
Leer	L { 0,32 0,42}	0,10	0,44 0,58	0,14	1	—	—	—
	R { 0,31 0,39}	0,08	0,51 0,61	0,10	1	—	—	—
Voll	L { 1,57 1,99}	0,42	1,37 1,67	0,30	3,66	41,6	3,39	226
	R { 1,45 1,86}	0,41	1,47 1,76	0,29	3,62	35,6	3,35	260
Mittel					3,64	38,6	3,37	243

- 3 Die Meßergebnisse und ihre Auswertung sind in Tafel 1 zusammengestellt. Dabei sind alle in der Kohle gemessenen Neutronenzahlen schon auf Wasser umgerechnet durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Absorptionskoeffizienten v_C/v_H . Dies gilt auch für die primäre Neutronenzahl N_0 , die sich ihrem Absolutwert nach bei dem L-Verfahren um 5,2%, bei dem R-Verfahren um 1,7% größer als bei dem H_2O Mantelversuch ergab. Trotz sehr verschiedener Versuchsanordnung ist also die Abweichung gering, zumal der mittlere Unterschied von 3,6% gegen die frühere Messung sicher innerhalb der Fehlergrenzen für den Absorptionskoeffizient von Kohle liegt. Der Auswertung wurde der Wert $v_C = 131 \text{ sec}^{-1} = 0,0334 v_H$ zugrunde gelegt. Er folgt nach Messungen von *Bothe* und *Jensen* (Zs. f. Phys. **122**, 749, 1944) aus der Packdichte der Kohle (1,58), dem Gehalt an Verunreinigungen, der durch Veraschung einiger Durchschnittsproben etwa halb so groß gefunden wurde wie bei der früher benutzten Kohle, und dem Streuquerschnitt $\sigma_C = 4,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, den *Caroli* (Phys. Rev. **60**, 702, 1941) bei seinen Präzisionsmessungen der Streuquerschnitte wasserstoffhaltiger Substanzen benutzt.²

² Die neueren Literaturangaben über den Streuquerschnitt für Kohle schwanken zwischen $\sigma = 4,5$ und $4,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Die Genauigkeit der Diffusionslänge beträgt (nach Bothe-Jensen l.c.) etwa 1 cm auf 40 cm, was allein eine Unsicherheit von 5% in v_C bewirkt.

Die Absorption der thermischen Neutronen im Aluminium- und Elektronkes sel, die zum Wasser- bzw. Kohlemantel gerechnet werden, ist in Tafel 1 schon berücksichtigt. Die Al-Korrektion ist aus dem gemessenen Absorptionsquerschnitt $\sigma_{Al} = 0,44 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ berechnet, der von *Ramm* nochmals an einigen technischen Sorten von Al geprüft worden ist.³ Sie ergibt eine summarische Erhöhung der Intensität im Wasser von etwa 10,4% (unter der auch durch die Fig. 1, 2 bestätigten Annahme einer mittleren Eindringtiefe von 2,5 cm).

Im Gegensatz zu den Messungen im Wassermantel, in dem die Absorption des Wasser annähernd mit der des Elektrons übereinstimmt, spielt die letzte in dem kaum absorbierenden Kohlemantel eine entscheidende Rolle. Nach Untersuchungen von *Borchardt, Ramm, Wirtz* (Forsch. Ber. März 1944) ist für lackierte Elektronschichten etwa $v_{El,lack} - v_C = 4490 \text{ sec}^{-1}$. Daraus ergeben sich auf Grund der Kurven für den KM in Fig. 1 und 2 folgende Korrekturen:

	Leer-	Vollmessung
KD	34,7	47,7%
KM	23,3	38,8%

Der Beitrag der Intensität im Elektronkessel zur Kohlemantelintensität ist also überraschend hoch und macht in Zukunft eine besondere Intensitätsmessung auf dem Innenkessel notwendig. Auch wenn man die Unsicherheit dieser Korrektion für beträchtlich hält, ist ihr Einfluß auf das Gesamtergebnis allerdings gering. Änderungen von v_{El} um 500 Einheiten variieren Z und \bar{v} nur um 2 – 3%.

Außerdem wurde bei allen Wassermessungen nach dem L-Verfahren noch eine Sondenkorrektur von 4,7% angebracht. Bei dem R-Verfahren ist eine entsprechende Korrektur gemäß der jeweiligen Rohrweite bereits durch die Integrationsanordnung berücksichtigt.

In der Tafel 1 sind zunächst die Integrale in den einzelnen Teilräumen aufgeführt, immer bezogen auf das Gesamtintegral der Leermessung. Hieraus wurden der Vermehrungsfaktor Z und der zeitliche Vermehrungskoeffizient \bar{v} in der frü-

³ Bestimmungen des Absorptionsquerschnitts von Al erfolgten wiederholt durch reine Absorptionsmessungen und durch Aktivitätssmessungen:

Abs. Messungen:

R. Döpel:

$$\sigma = 0,45 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Forsch. Ber. 1941})$$

W. Ramm:

$$\sigma = 0,44 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Naturw. 30, 755, 1942})$$

H. Volz:

$$\sigma = 0,42 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Zs. f. Phys. 121, 201, 1943})$$

J. Gehlen:

$$\sigma = 0,43 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Zs. f. Phys. 121, 268, 1943})$$

Akt. Messungen:

F. Rasetti:

$$\sigma = 0,21 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Phys. Rev. 58, 869, 1940})$$

K. Simna und F. Yamasaki:

$$\sigma = 0,15 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Phys. Rev. 59, 402, 1941})$$

M. Goldhaber und R. D. O'Neal:

$$\sigma = 0,20 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Phys. Rev. 59, 109, 1941})$$

Fleischmann:

$$\sigma = 0,40 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Forsch. Ber. 1941})$$

J. Gehlen:

$$\sigma = 0,19 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{Zs. f. Phys. 121, 268, 1943})$$

Der Unterschied der Ergebnisse zwischen den beiden Meßreihen ist noch ungeklärt. In unsere Auswertung geht unabhängig von der Deutung der durch Absorptionsmessung bestimmte Wert ein. Die Diskrepanz innerhalb der Aktivitätssmessungen ist hier ohne Interesse.

heren Weise berechnet. Die dabei noch anzubringenden Korrekturen wurden aus Tafel 1 des früheren Berichtes (I) über *B 6* entnommen.

- 5 Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Meßverfahren tritt nur bei N_i auf, der hier wieder in derselben Richtung liegt. Diese Unstimmigkeit ist noch nicht aufgeklärt. Wenn man einstweilen zwischen den Ergebnissen der beiden Verfahren mittelt:

$$\text{Gottow: } \bar{v} = 400 \pm 50 \quad B\ 6 - 1/18: \quad \bar{v} = 250 \pm 20 \\ B\ 7 - 1/18: \quad \bar{v} = 240 \pm 20 ,$$

so entsprechen die Zahlen innerhalb der Fehlergrenzen der theoretischen Erwartung.

Die geringere Genauigkeit bei dem Kohlemantel-Versuch gegenüber dem H_2O -Mantel-Versuch röhrt hauptsächlich daher, daß die Neutronendichten im Außenraum jetzt erheblich kleiner sind, namentlich bei den Leermessungen. In den Tafeln 2 und 3 sind die Verhältnisse der Mantel- zu den Deckelintegralen bzw. der Voll- zu den Leerintegralen angegeben.

Tafel 2

M/D	Kohle (leer)	Kohle (voll)	Wasser (leer)	Wasser (voll)
L	3,2	3,7	3,1	4,6
R	3,9	3,5	5,1	5,1

Tafel 3

voll/leer	KM	KD	WM	WD
L	4,9	4,4	3,1	2,1
R	4,7	4,8	2,9	2,9

- Man sieht hier in der Tat, daß die größte Unsicherheit bei dem verhältnismäßig kleinen D-Integral des Leerversuches besteht, das entweder nach dem L-Verfahren zu groß oder nach dem R-Verfahren zu klein gemessen wurde. Die entsprechenden Werte beim H_2O -Mantel-Versuch sind 3,10 (L) bzw. 3,17 (R). Eine grobe Abschätzung macht einen Wert 3,5–4,0 für das Verhältnis M/D in einem Kohlemantel wahrscheinlich. Das Verhältnis für die äußere Wasserhülle ist durch eine solche grobe Abschätzung schwer zu erfassen, weil bei dem Zusammenwirken von Kohle und Wasser extrem gegeneinander spielende Verhältnisse vorliegen (langsamer Intensitätsabfall in Kohle; äußerst rascher Abfall in Wasser). Immerhin fällt auf, daß die Verhältnisse M/D für die Leer- und Vollmessung meistens übereinstimmen.

Die Werte $\bar{v} = 240$ und $Z = 3,37$ sind nun mit dem früheren Wert $\bar{v} = 250$ und dem aus ihm theoretisch berechneten Z-Wert 2,9 zu vergleichen. Wenn auch die nicht unbeträchtlichen Fehlergrenzen einen Unterschied zwischen Experiment und theoretischer Vorhersage nicht mit Sicherheit erkennen lassen, so bestätigt

doch *B* 7 das Bild der Messungen *B* 6, daß, wenn Unterschiede da sind, die experimentellen *Z*-Werte größer sind als die theoretischen. Die Unterschiede sind jetzt schon beträchtlich und es fragt sich, ob sie trotz der bekannten Empfindlichkeit von *Z* gegen geringe Variationen der Parameter noch innerhalb deren Fehlergrenzen liegen. Man wird erwarten dürfen, daß sie sich, wenn sie reell sind, mit wachsendem *Z* stärker auswirken, so daß die Mindestgröße der selbstdägigen Maschine in früheren Betrachtungen eher über- als unterschätzt ist. Abgesehen von solchen Unterschieden bewährt sich das Zweikomponentenmodell also auch beim Übergang von einem zu einem anderen Rückstreumantel. Daher dürften auch die Voraussagen über den Oxydschichtmantel an Wahrscheinlichkeit gewinnen.

Berlin-Dahlem, den 3. 1. 1945
Kaiser Wilhelm-Institut für Physik

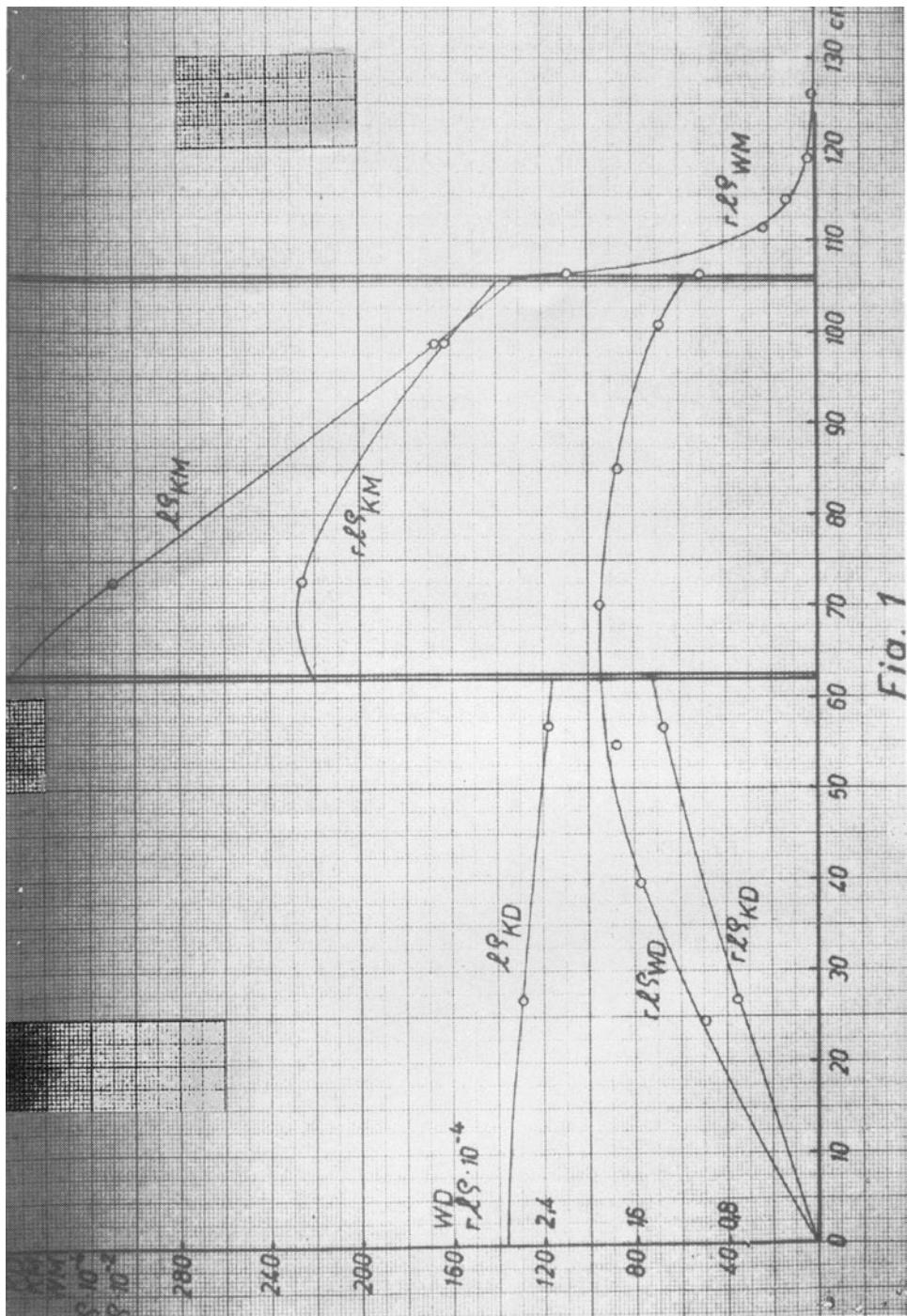


Fig. 1

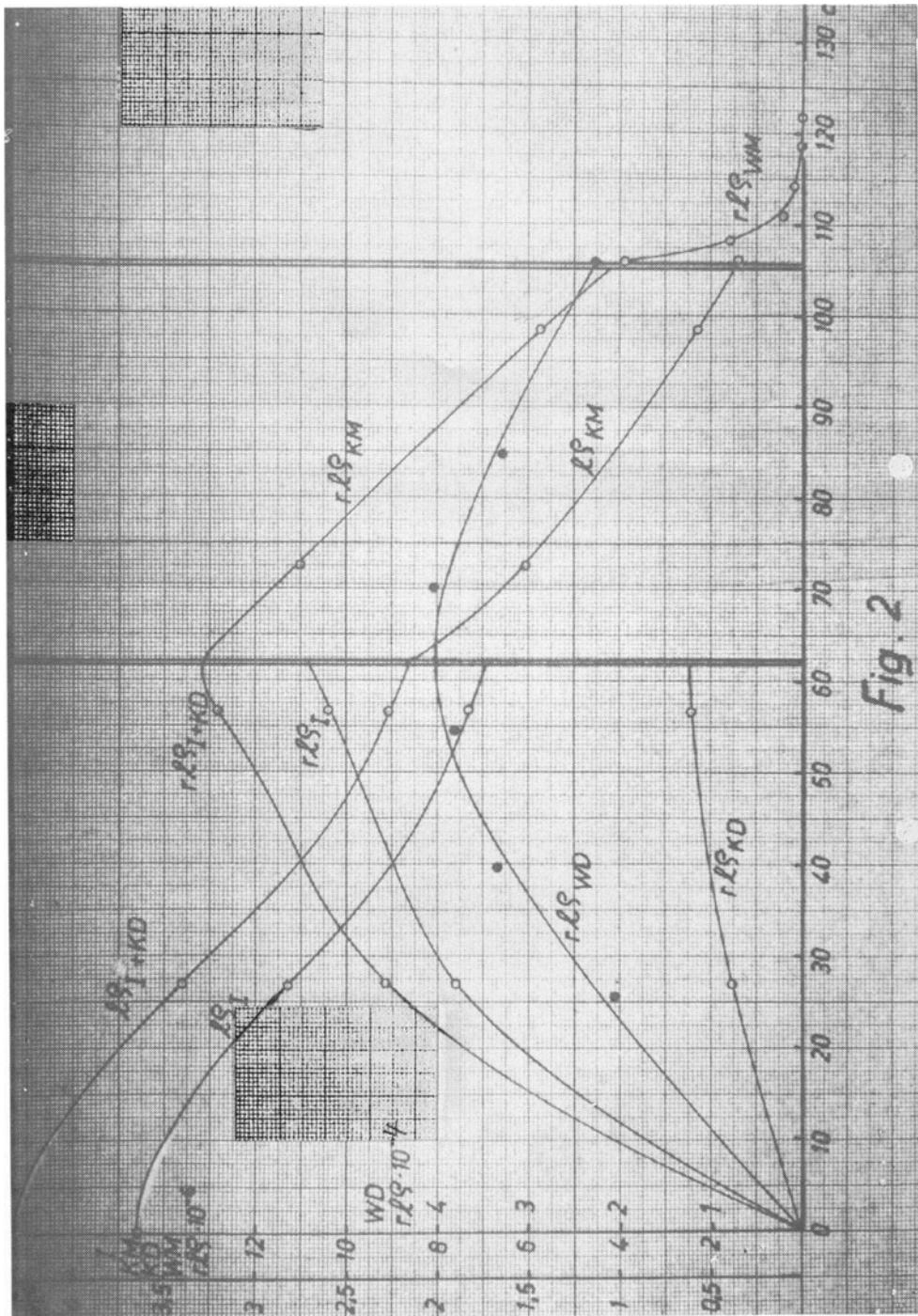


Fig. 2