

# Die Dichte der Deuteronen in einem Selbstdtarget in Gold\*

Von D. KAMKE und H. KRÜGER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg/Lahn  
(Z. Naturforschg. 18 a, 52—60 [1963]; eingegangen am 6. Oktober 1962)

The distribution of deuterons in a self-target in gold has been measured by first saturating the target with a high current of deuterons and then testing the distribution of deuterons by making use of small ion currents of various energies and recording the neutron yield. It is shown that the distribution in deuteron-density is linear for the saturated target.

Im Jahre 1957 hat FIEBINGER<sup>1</sup> eine ausführliche Untersuchung über die Bildung von Selbstdtargets für die Kernreaktion  $D(d,n)^3He$  veröffentlicht. Er ermittelte auch erstmalig eine Dichte-Verteilung für die Deuteronen in einem gesättigten Target. In der vorliegenden Arbeit sollte versucht werden, den Dichteverlauf genauer zu messen unter Zuhilfenahme ebenfalls der Neutronenausbeute des Targets. Dazu wurde eine Gold-Scheibe zunächst mit großem Strom von Ionen einer festen Energie gesättigt und dann die Neutronenausbeute mit kleinem Strom in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie gemessen. Es wird gezeigt, daß die Messungen genügend genau sind, um die FIEBIGERSCHE Diffusionstheorie des Aufbaues der linearen Dichtevertteilung zu bestätigen. Darüber hinaus wird gezeigt, wie durch Messung der Winkelverteilung der Neutronen die effektive Energie bestimmt werden kann, mit welcher im Target die Kernreaktion stattfindet.

In Ziff. 1 wird kurz die FIEBIGERSCHE Theorie wiederholt, um eine Vorstellung von den Dichte-Verläufen zu geben, unter denen das Experiment entscheiden soll. In Ziff. 2 wird über die ausführliche Prüfung des verwendeten „long counter's“ berichtet. Ziff. 3 und 4 enthalten die eigentliche Messung mit Auswertung und Diskussion.

## 1. Dichtevertteilungen nach der Diffusionstheorie<sup>1</sup>

Die Einlagerung von Deuterium in Gold (Selbst-Target-Bildung) erfolgt bei Beschuß mit einem Deuterium-Ionenstrahl im wesentlichen am Ende der Reichweite. Die Bahn der Ionen bis dorthin ist praktisch geradlinig. Erst gegen Ende der Bahn erfolgt eine Bremsung mit größerer Häufigkeit auch durch

Kernstöße, und damit eine Abweichung von der geradlinigen Bahn. Die Energie-Reichweite-Kurve für Deuteronen in Gold<sup>2</sup> enthält Abb. 1.

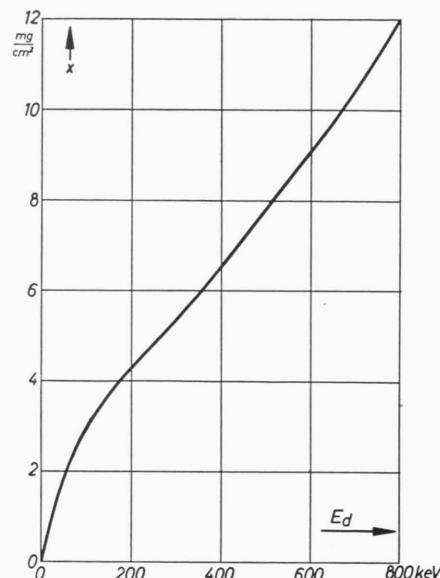


Abb. 1. Reichweite von Deuteronen in Gold in Abhängigkeit von der Deuteronen-Energie, nach WILCOX<sup>2</sup>.

Danach ist im benutzten Energienbereich bis 800 keV mit Eindringtiefen bis 12 mg/cm<sup>2</sup> (entsprechend 6,22 μm) zu rechnen. Nachfolgende Deuteronen können mit den im Metall deponierten Deuteronen die Kernreaktion  $D(d,n)^3He$  ausführen: man beobachtet bei fortduerndem Beschuß der Metallprobe ein Anwachsen der Neutronenemission bis zu einem Sättigungswert. FIEBINGER<sup>1</sup> hat erstmals den zeitlichen Aufbau der Neutronenemission mit der Diffusion des Deuteriums im Targetmaterial in Zusammenhang gebracht. Gibt es eine solche Diffusion

\* Im Auszug vorgetragen bei der Physikertagung in Stuttgart 1962 (Phys. Verh. VDPG 2, 378 [1962]).

<sup>1</sup> K. FIEBINGER, Z. angew. Phys. 9, 213 [1957]. Untersuchungen über die n-Emission von Targets, die mit 25 keV-Deu-

teronen beschossen wurden: V. M. GUSEV, M. J. GUSEVA, N. P. ELISTRATOV u. D. S. IKONNIKOV, Sov. Phys.-Techn. Phys. 6, 540 [1961] (Zh. T. Fiz. 31, 749 [1961]).

<sup>2</sup> H. A. WILCOX, Phys. Rev. 74, 1752 [1948].



(vgl. die Diskussion in Ziff. 4), dann gehorcht die eindimensionale Dichteverteilung  $\varrho = \varrho(x, t)$  der Diff.-Gl.

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \varrho}{\partial x^2} + T_Q,$$

wobei  $T_Q$  der Quellterm ist, der idealisiert in Form einer  $\delta$ -Funktion an der Stelle der Reichweite (mit  $L/2$  bezeichnet) angenommen wird<sup>3</sup>:

$$T_Q = \frac{2 \dot{Q}}{L} \sum_{m=0}^{\infty} \cos \frac{2m+1}{L} \pi \left( x - \frac{L}{2} \right).$$

Hierin ist  $\dot{Q}$  die Zahl der Deuteronen, die je Zeit- und Flächeneinheit der Targetoberfläche eingeschossen wird (Deuteronen-Stromdichte) und also je Zeiteinheit bei  $L/2$  deponiert wird. Die Lösung der Diffusionsgleichung bei konstantem Diffusionskoeffizienten  $D$  lautet

$$\begin{aligned} \varrho(x, t) &= 2 \frac{\dot{Q} L}{D \pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{m^2 \pi^2 D t}{L^2} \right) \right] \\ &\quad \cdot \frac{1}{m^2} \sin \frac{m \pi x}{L} \sin \frac{m \pi}{2}, \end{aligned}$$

oder mit  $\eta = D t / L^2$ ,  $c = 2 \dot{Q} L / \pi^2$ ,  $\xi = x / L$ ,

$$\varrho(\xi, \eta) = \frac{c}{D} \sum_{m=1}^{\infty} (1 - \exp(-m^2 \pi^2 \eta)) F(\xi, m).$$

Die Abb. 2 enthält eine Serie von Dichteverläufen (die allesamt symmetrisch um  $x = L/2$  sind) für verschiedene Parameterwerte von  $\eta$ , d. h. für verschiedene Zeiten  $t$ , wenn  $D$  als Konstante betrachtet wird. Die Sättigungsverteilung erhält man formal durch Einsetzen von  $\eta \rightarrow \infty$ , sie ist eine lineare Funktion von  $x$ , wie zu erwarten war.

Im folgenden werden mit dieser linearen Sättigungsverteilung stets noch vier andere Verläufe verglichen, die danach ausgesucht wurden, daß sie sich analytisch einfach darstellen lassen und zum Teil eine Ähnlichkeit mit den Verläufen von Abb. 2 aufweisen, nämlich

$$\varrho = \varrho_0 = \text{const}, \quad (1)$$

$$\varrho = \varrho_{1/2} = a_{1/2} \sqrt{x}, \quad (2)$$

diese Verteilung und die vorhergehende kommen in Abb. 2 nicht vor,

$$\varrho = \varrho_1 = a_1 x, \quad (3)$$

die erwartete Sättigungsverteilung,

$$\varrho = \varrho_2 = a_2 x^2, \quad (4)$$

$$\varrho = \varrho_3 = a_3 x^3. \quad (5)$$

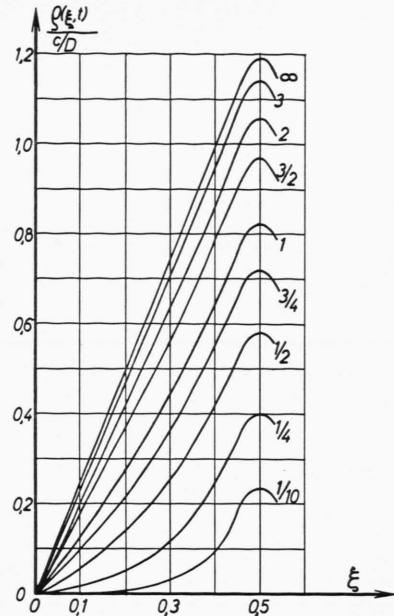


Abb. 2.  $\varrho(\xi, t) / (c/D)$  als Funktion von  $\xi$ . Parameter ist  $\eta = D t / L^2$ .

Die Kurven schließen  $\varrho_1$  ein und scheinen zu Vergleichszwecken gut geeignet. Für alle diese Verläufe kann man die Neutronenausbeute berechnen (Gesamtzahl der pro Sekunde emittierten Neutronen dividiert durch die Zahl der auffallenden Deuteronen pro Sekunde)

$$A = \frac{N}{I} \int \varrho(x) \sigma(x) dx,$$

wobei  $\sigma(x)$  der Wirkungsquerschnitt für das Stattfinden der Reaktion mit der Energie  $E$  ist, die die einlaufenden Ionen nach Maßgabe der Energieweg-Beziehung an der Stelle  $x$  haben. Für die angenommenen Dichteverteilungen (1) bis (5) wurde mittels der Daten aus Abb. 1 und der Wirkungsquerschnittsdaten (Abb. 3)<sup>4</sup> zunächst die Verläufe von  $\varrho(x) \sigma(x)$  aufgezeichnet und dann graphisch integriert (Integrimeter von OTR, Modell Gabin).

<sup>3</sup> Eine erste genauere Untersuchung der Dichteverteilung eingeschossener Edelgasionen in Be, B, C, Al stammt von D. POWERS und W. WHALING, Phys. Rev. **126**, 61 [1962]. Sie betrifft die Verteilung unmittelbar nach dem Einschuß und liefert natürlich eine gewisse Breite um die Reichweite, die charakteristisch für die Reichweitenstreuung ist.

<sup>4</sup> W. R. ARNOLD, Phys. Rev. **93**, 483 [1954]. — McNEILL u. G. M. KEYSER, Phys. Rev. **81**, 602 [1951]. — W. A. WENZEL u. W. WHALING, Phys. Rev. **88**, 1149 [1952]. — B. T. HUNTER u. H. T. RICHARDS, Phys. Rev. **76**, 1445 [1949].

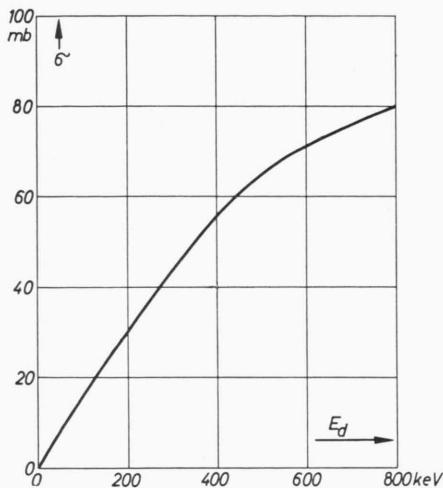


Abb. 3. Wirkungsquerschnitt für die Reaktion D(d,n)He<sup>3</sup>. Nach Messungen von ARNOLD, McNEILL, KEYSER, WENZEL, WHALING, HUNTER u. RICHARDS.

Dann ergeben sich die in Abb. 4 wiedergegebenen Ausbeutekurven, die sämtlich auf die Ausbeute bei 800 keV Einschießenergie normiert sind.

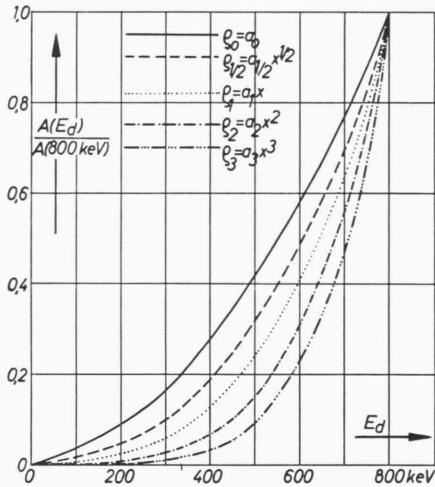


Abb. 4. Theoretische Ausbeutekurven für verschiedene ange- nommene Deuteronen-Dichteveerteilungen. Sämtliche Kurven sind auf die Ausbeute bei 800 keV normiert.

Die experimentelle Aufgabe bestand darin, diese Ausbeuteverläufe nachzuprüfen für ein zuvor gesättigtes Target. Um dann eine Entscheidung unter den theoretischen Verläufen zu treffen, mußte dafür Sorge getragen werden, daß das Neutronen-Meßgerät genügend genaue Messungen zuließ. Darüber wird im folgenden berichtet. Es stand der stabilisierte 2 MV-Drucktank-Kaskadengenerator (Fabrikat Phi-

lip s) des Instituts zur Verfügung, aus dessen Deuterium-Ionenbündel mit einem 90°-Umlenkagnetnen die D<sup>+</sup>-Komponente ausgesondert und benutzt wurde.

## 2. Die Meßanordnung und ihre Prüfung

Als Meßgerät wurde ein *long counter* nach HANSON und MCKIBBEN<sup>5</sup> gewählt; die Abmessungen gehen aus Abb. 5 hervor. Wesentlich ist die Prüfung der Energie-abhängigkeit der Empfindlichkeit. Dazu konnte die D,D-Reaktion selbst genommen werden, die schon häufig vermessen worden ist. Man berechnet leicht die kinematischen Daten, insbesondere die Abhängigkeit

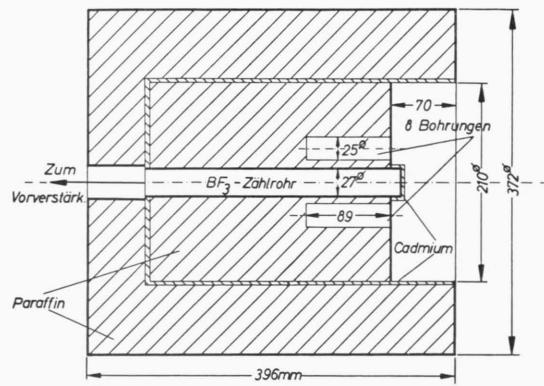


Abb. 5. Abmessungen des *long counter*.

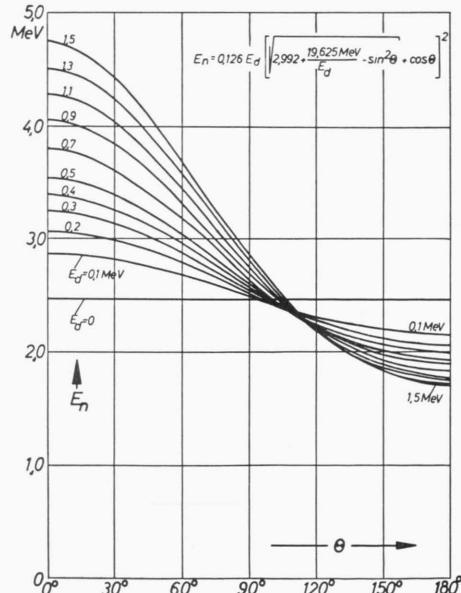
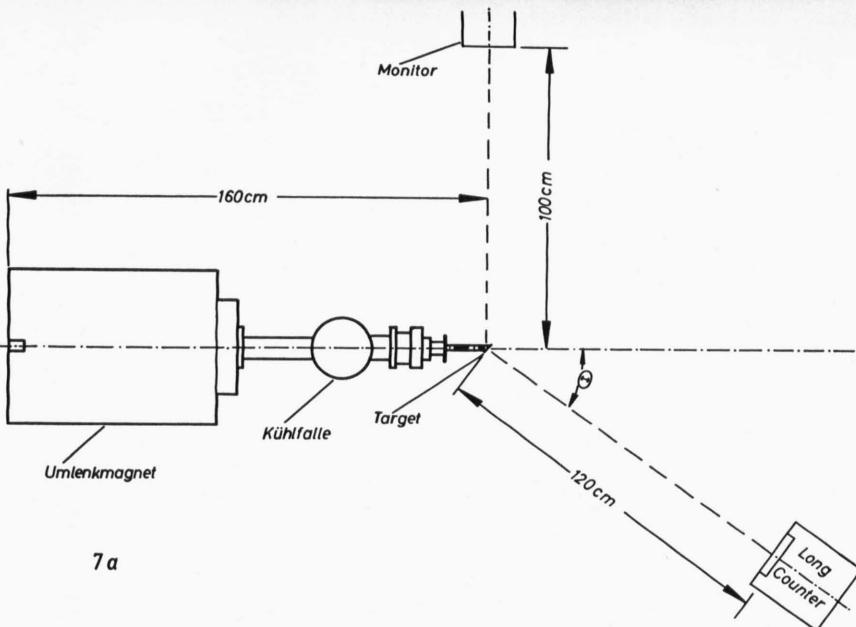
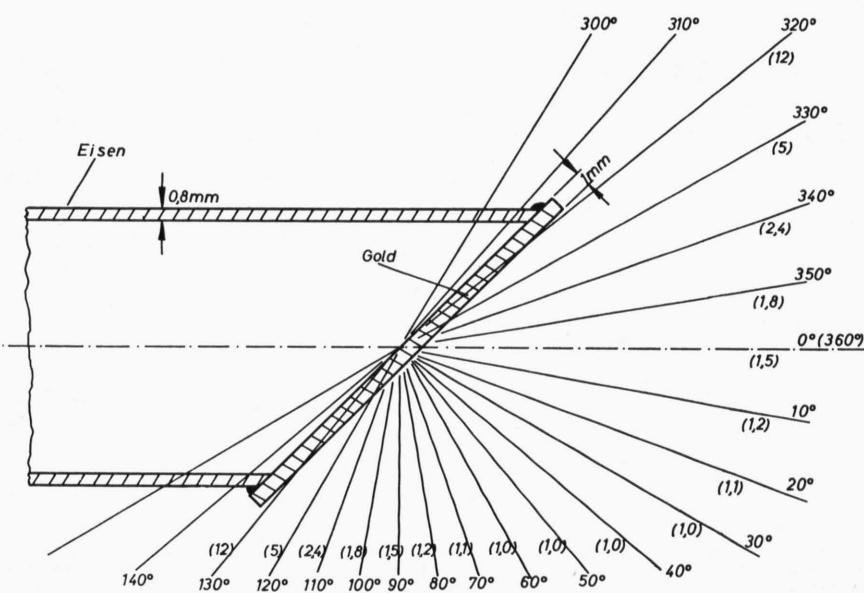


Abb. 6. Energie der Neutronen aus der D,D-Reaktion in Abhängigkeit vom Flugwinkel  $\Theta$  des L-Systems. Parameter ist die Deuteronen-Einschießenergie  $E_d$ .

<sup>5</sup> A. O. HANSON u. J. L. MCKIBBEN, Phys. Rev. **72**, 673 [1947].



7 a



7b

← Abb. 7. a) Meßanordnung für die Winkelverteilungsmessungen. b) Schnitt durch die Targetanordnung. Die Zahlen in den Klammern geben die Wegstrecken durch die Goldscheibe in mm an.

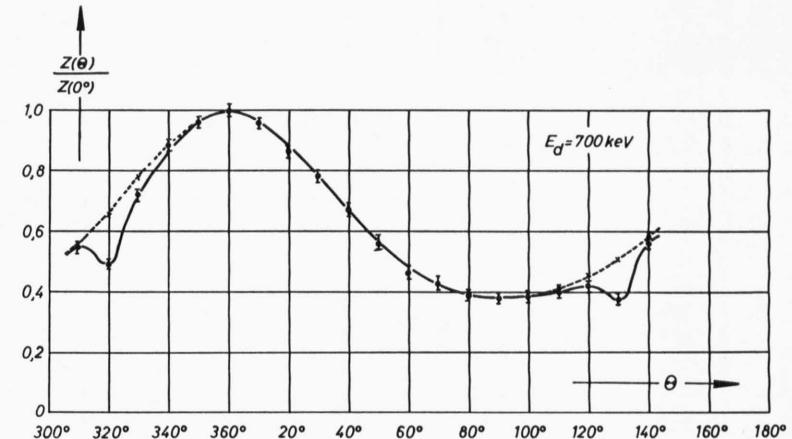


Abb. 8. Winkelverteilung für die Neutronen aus der D,D-Reaktion für eine Einschießenergie von 700 keV. Die gestrichelten Kurvenäste ergaben sich durch Korrektur der Messung (siehe Text).

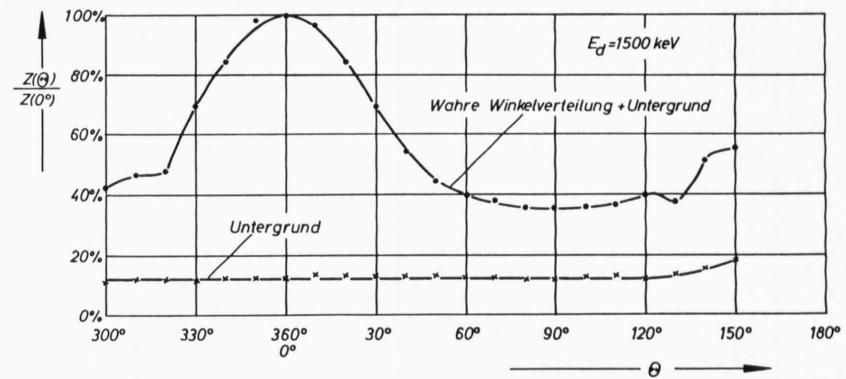


Abb. 12. Gemessene Winkelverteilung für Neutronen aus der D,D-Reaktion sowie der dazu ermittelte Untergrund. Einschießenergie 1500 keV.

der kinetischen Energie der Neutronen im Labor-System (L-System) vom Flugwinkel  $\Theta$  im L-System (Abb. 6). Bei 800 keV Einschießenergie variiert die n-Energie von 3,9 MeV ( $0^\circ$ ) bis 1,8 MeV ( $180^\circ$ ), d. h. schon in einem weiteren Bereich als später für 300 bis 800 keV Einschießenergie zwischen  $\Theta=35^\circ$  und  $40^\circ$  benötigt wird. Der *long counter* und auch die Güte der gesamten experimentellen Anordnung kann so geprüft werden: Im L-System muß die Winkelverteilung der Neutronen symmetrisch um  $\Theta=0^\circ$  und  $180^\circ$  sein, im Schwerpunkt-System (S-System) muß sie außerdem symmetrisch um  $\vartheta=90^\circ$  sein (die Winkelverteilung enthält nur gerade Potenzen von  $\cos \vartheta$  im S-System; HUNTER und RICHARDS<sup>4</sup>).

Abb. 7 zeigt die Anordnung für die Winkelverteilungsmessungen, Abb. 8 das Ergebnis einer Messung bei 700 keV. Aus den soeben angegebenen Bedingungen für die Symmetrie und aus Kenntnis der Wege, die die Neutronen noch im Targetmaterial zurücklegen müssen, berechnet man Korrekturfaktoren: Die gemessenen Werte sind zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  korrekt bis auf Fehler, die kleiner als 1% sind. Durch Vergleich der Meßwerte aus dem Bereich von  $0^\circ$  bis  $50^\circ$  mit denen von  $0^\circ$  bis  $310^\circ$  ergeben sich Korrekturfaktoren, die identisch sein müssen mit denen für den Winkelbereich von  $90^\circ$  bis  $140^\circ$ . Sie sind in Tab. 1 zusammengestellt.

$\Theta$	$\Theta$	Korr.-Fakt.
$350^\circ$	$100^\circ$	1,007
$340^\circ$	$110^\circ$	1,027
$330^\circ$	$120^\circ$	1,080
$320^\circ$	$130^\circ$	1,324
$310^\circ$	$140^\circ$	1,036

Die Anwendung dieser Korrekturfaktoren erzeugt die gestrichelte Kurve in Abb. 8. Aus dem Korrekturfaktor für  $350^\circ$  entnimmt man, daß bei einem Materialzuwachs von 0,6 mm die Abschwächung etwa 0,7% beträgt. Also darf man wirklich annehmen, daß die Abschwächung im Bereich von  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  geringer als 1% ist wie oben gesagt.

Die Umrechnung der gewonnenen Winkelverteilung in das S-System kann mit den Tabellen von MARION und Mitarbeitern<sup>6</sup> vorgenommen werden. Dies aber nur dann, wenn die effektive Einschießenergie bekannt ist, mit welcher die Reaktion eingeleitet wurde. Die Deuteronen, die in das (gesättigte) Target eingeschossen werden, besitzen eine gewisse Wahrscheinlichkeit auf dem Wege bis zur Reichweite, die Reaktion auszulösen; je nach der Tiefe im Target ist die Energie, mit der die Reaktion ausgelöst wird, eine andere. Aus dem Verhältnis der differentiellen Wirkungs-Querschnitte bei  $\Theta=0^\circ$  und  $\Theta=90^\circ$ , wie sie aus den Messungen von HUNTER und RICHARDS<sup>4</sup> entnommen werden können, ergibt sich der in Abb. 9 gezeichnete Zusammenhang mit der Energie  $E_d$ . Diese Kurve muß bei  $E_d=0$  den Wert 1 erreichen, da bei dieser Energie die Winkelver-

Tab. 1.  
Korrekturfaktoren  
für die Messung der  
Winkelverteilung.

teilung isotrop ist. Der Vergleich des Verhältnisses, das sich aus unseren Messungen ergab, mit der Kurve in Abb. 9 liefert die effektive Einschießenergie, die der tatsächlichen Einschießenergie zuzuordnen ist.

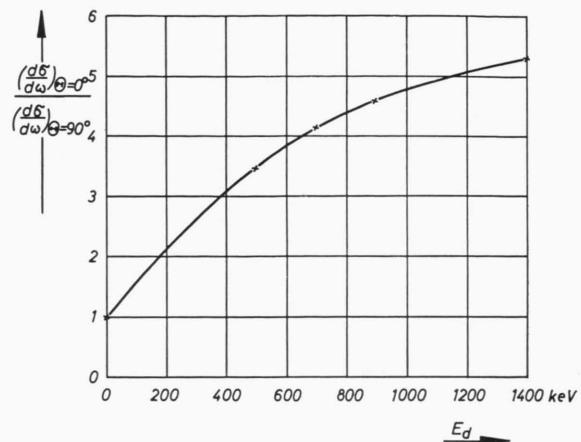


Abb. 9. Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei  $\Theta=0^\circ$  und  $\Theta=90^\circ$  nach Messungen von HUNTER und RICHARDS<sup>4</sup>.

So ergeben sich die Werte von Tab. 2.

$E_d$ keV	$E_{d, \text{eff.}}$ keV
500	185
700	230
900	280
1100	320
1500	450

Tab. 2.  
Einschießenergie und  
effektive Einschießenergie.

Die aus dem L-System ins S-System für eine Einschießenergie von 700 keV umgerechnete Winkelverteilung ist beispielsweise in Abb. 10 aufgetragen. Der verbliebene Unterschied der Daten bei  $40^\circ$  und  $140^\circ$  dürfte weitgehend darauf zurückzuführen sein, daß bei der Messung unter  $140^\circ$  der Streuuntergrund nicht ganz eliminiert werden konnte. Bezuglich der anderen Meßwerte kann damit gesagt werden, daß die Winkelverteilung im S-System sich bis auf Fehler von 1% symmetrisch um  $90^\circ$  ergibt. Daraus folgt, daß der verwendete *long counter* zumindest zwischen 3,8 MeV Neutronenergie und 2 MeV (entsprechend der Einschießenergie von 700 keV) die Neutronen verschiedener Energie mit gleicher Ansprechwahrscheinlichkeit nachweist. Der *long counter* kann nach HANSON und MCKIBBEN<sup>5</sup> so gebaut werden, daß er nach unten noch in einem viel weiteren Energiebereich energieunabhängig ist. Eine weitergehende Prüfmöglichkeit stand uns nicht zur Verfügung.

Die oben berichteten Messungen hätten nicht zu eindeutigen Ergebnissen führen können ohne eine Möglichkeit, den *Neutronen-Untergrund* zu berücksichtigen bzw. zu eliminieren. Das wurde in bekannter Weise so

<sup>6</sup> J. B. MARION et al., ORNL-2574 (1958).

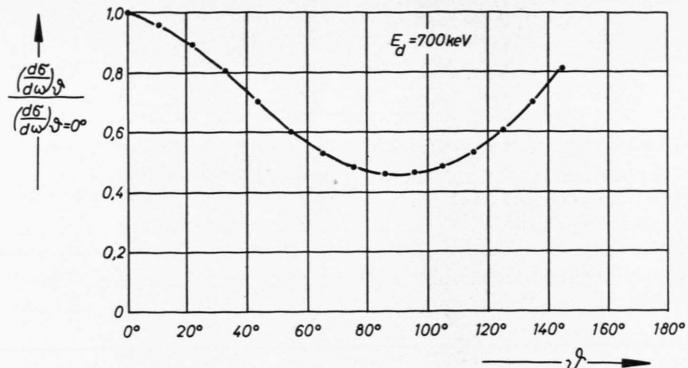


Abb. 10. Winkelverteilung der Neutronen aus der D,D-Reaktion für eine Einschießenergie von 700 keV im Schwerpunktsystem.

durchgeführt: Bei jeder Registrierung der Neutronenausbeute wurden jeweils zwei Messungen gemacht, einmal ohne und einmal mit einem zwischen Target und *long counter* aufgestellten Streukonus. Ein solcher Streukonus (in dem auch Absorptionsprozesse stattfinden) hatte einen Kegelwinkel von  $10^\circ$  (ganzer Winkel) und wurde wenige cm vom Target jeweils aufgestellt.

In Abhängigkeit von der Länge des Konus ergab sich in der Aufstellung von Abb. 7 die in Abb. 11 wiedergegebene Schwächungskurve für einen Polyäthylen-Konus. Ein vergleichsweise vermessener Kupfer-Konus ergab eine besser lineare Absorption, die aber stets etwas weniger groß war. Daher wurde ein 30 cm langer Polyäthylen-Konus benutzt. Jedes verwertete Meßdatum ist damit aus einer Differenzmessung entstanden: Mit dem Konus mißt man nur den Neutronenuntergrund.

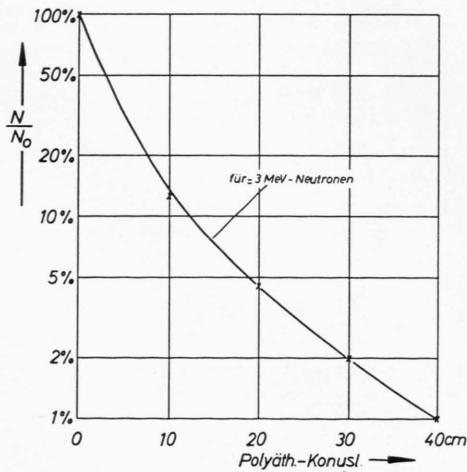


Abb. 11. Prozentuale Abschwächung für Neutronen von ca. 3 MeV durch einen Polyäthylen-Konus.

In welchem Umfang der Neutronenuntergrund den Raum um das Target gleichmäßig erfüllt, konnte ebenfalls mit den Winkelverteilungsmessungen überprüft werden, Abb. 12 gibt die Messung der Winkelverteilung bei 1500 keV Einschießenergie wieder zusammen mit dem Neutronenuntergrund, soweit er mit der angestellten Differenzmessung ermittelt werden konnte. Lediglich

bei den Winkeln von  $140^\circ$  ab steigt der Untergrund an Neutronen an. Das ist erklärlich, denn unter diesen Winkeln kommt der *long counter* in die Nähe des  $90^\circ$ -Umlenkmagneten, hier wird die Streuung am Magnetmaterial groß sein und die Selbstdargetbildung im Ionenlaufrohr selbst wird zusätzliche Neutronen ergeben.

Nachdem so die Funktion der Meßeinrichtung geprüft worden war, wurden die Ausbeutemessungen an gesättigten Selbstdargets vorgenommen.

### 3. Messung der Neutronenausbeute des Selbstdargets

Das Target wurde so lange mit Deuteronen der festen Energie  $E_d = 800 \text{ keV}$  beschossen, bis die Ausbeute einen konstanten Wert erreichte. Der zeitliche Anstieg ist aus Abb. 13 zu ersehen. Der dabei eingestellte Ionenstrom war  $50 \mu\text{A}$ . Die auf das Target gebrachte Ladung wurde mit einem Integrator nach SMULDERS und SMITH<sup>7</sup> gemessen. Der Integrator wurde so ausge-

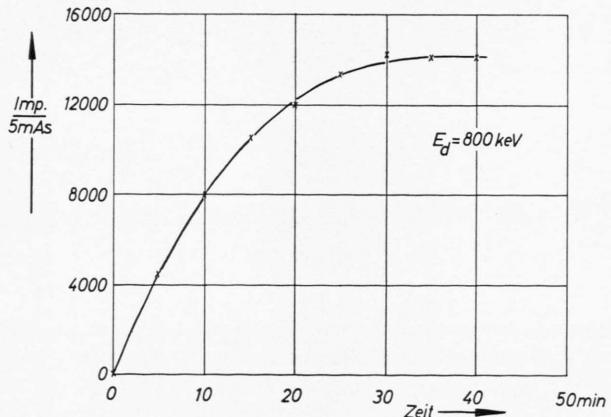


Abb. 13. Sättigungskurve der Neutronenausbeute bei einer Einschießenergie von 700 keV und einem Ionenstrom von  $50 \mu\text{A}$ . Temperatur auf der Targetoberfläche ca.  $250^\circ\text{C}$ .

<sup>7</sup> P. J. M. SMULDERS u. P. B. SMITH, Nucl. Instrum. Meth. **8**, 40 [1960].

legt, daß die Eingangsspannung einen Wert von 0,02 V gegenüber Erde nicht überschritt. Dadurch konnte mit einem Leckwiderstand bis herunter zu  $2 \text{ M}\Omega$  gearbeitet werden und dann immer noch eine Genauigkeit von 0,1% in der Targetstrommessung erreicht werden. Das bedeutet, daß mit wassergekühltem Target gearbeitet werden konnte. Die Stromintegratorimpulse steuerten die Zählzeit sowohl für den *long counter* als auch den Monitor, der unter  $90^\circ$  zum Ionenstrahl in 100 cm Entfernung zum Target aufgestellt war und aus einem  $\text{BF}_3$ -Zählrohr in einem Paraffinzyylinder von 21 cm  $\phi$  und 30 cm Länge bestand.

Anschließend an die Sättigung des Targets mit Deuterium wurde dann die Ausbeute mit kleinem Strom ( $5 \mu\text{A}$ ) bei verschiedenen Einschießenergien gemessen, und zwar in absteigender Folge von 800 keV an in Schritten von 50 keV bis herunter zu 400 oder 350 keV. Zu jedem Meßpunkt wurde durch Einsetzen der Polyäthylen-Konusse der Neutronenuntergrund bestimmt und von der Zählrate abgezogen. Der *long counter* stand dabei unter  $40^\circ$  zum Deuteronenstrahl und registrierte von der direkten Strahlung des Targets die Neutronen in einem Öffnungswinkel von  $10^\circ$ . Da die Gesamtausbeute des Targets interessierte, mußte zu ihrer Berechnung für jede Energie das Verhältnis von Ausbeute in den Raumwinkel zu  $10^\circ$  zur Ausbeute in den Raumwinkel  $4\pi$  berücksichtigt werden. Und zwar kommt es auf die Änderung dieses Verhältnisses beim Übergang zu den verschiedenen Energien an. Die Einschießenergie wurde bei der Ausbeutemessung von 800 bis 350 keV variiert. Das entspricht nach Tab. 2 einem Energiebereich von etwa 150 bis 250 keV effektiver Einschießenergie. Nimmt man gemessene Winkelverteilungen in dem interessierenden Energiebereich her und vergleicht die Verhältnisse bei verschiedenen Energien, so stellt man fest, daß sie sich zwischen 150 keV und 250 keV um maximal 2,3% ändern. In Abb. 14 wurde nun das gemessene Verhältnis von Neutronenausbeute

bei der Energie  $E_d$  zur Ausbeute bei  $E_d = 700 \text{ keV}$  aufgetragen, korrigiert für das Verhältnis von Meß-Raumwinkeln zu  $4\pi$ . Die gestrichelt eingezeichnete Kurve ist die theoretische für linearen Verlauf der Dichte. Man sieht, daß das Experiment mit der wünschenswerten Genauigkeit zeigt, daß diese Dichteverteilung im gesättigten Goldtarget die Gleichgewichtsverteilung ist. Damit ist die theoretische Aussage in der FIEBIGERSchen Arbeit voll bestätigt. Dasselbe Ergebnis erhielten wir auch für eine Sättigungsenergie von 1 MeV. Von Interesse ist es, zu zeigen, daß tatsächlich im Laufe der andauernden Bestrahlung des Targets sich die Dichteverteilung der linearen immer besser annähert.

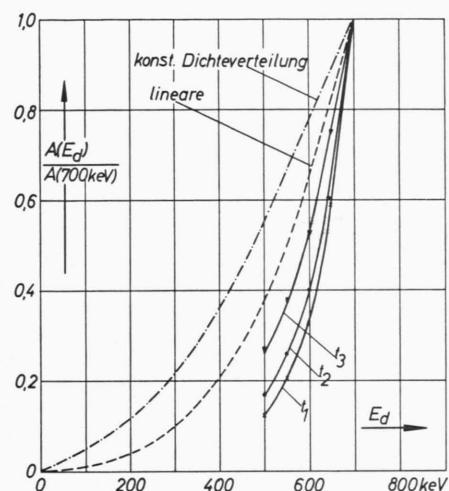


Abb. 15. Während der Sättigungsbestrahlung aufgenommene Ausbeutekurven,  $t_1$  nach 30 min,  $t_2$  nach 60 min,  $t_3$  nach 90 min Bestrahlung. Temperatur auf der Targetoberfläche  $80^\circ\text{C}$ .

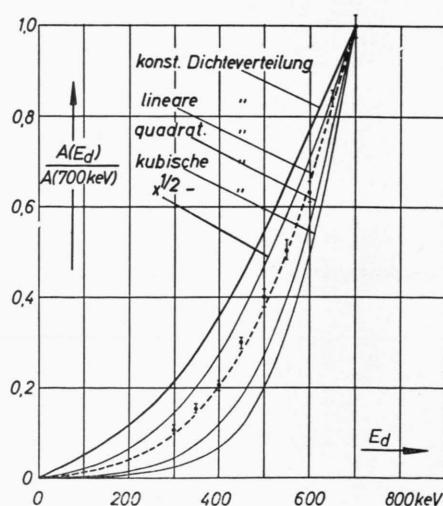


Abb. 14. Vergleich der Meßpunkte mit den theoretischen Ausbeutekurven für ein bei 800 keV gesättigtes Target.

Eine Meß-Serie für ein bei 800 keV zu sättigendes Target enthält die Abb. 15. Hier wurden nach Ablauf von jeweils 30 min die Ausbeutekurven geprüft. Man sieht, wie die Dichteverteilung langsam sich zur linearen Verteilung hin verändert.

Schließlich wurde noch versucht, in einem Goldtarget eine konstante Dichteverteilung absichtlich herzustellen. Zu dem Zweck wurde ein Target in Stufen von 50 keV mit gleichen Ladungsmengen, nämlich  $3,1 \cdot 10^{16}$  Deuteronen im Energiebereich von 1000 bis 350 keV (in absteigender Folge) beschossen. Die dann gemessene Neutronenausbeute enthält Abb. 16. Sie verläuft zunächst zwischen den beiden theoretischen Kurven für konstanten und linearen Dichteverlauf und fällt dann bei 650 keV steil ab bis weit unter die Kurve für den linearen Dichteverlauf. Das ist verständlich, da im Target von der Oberfläche bis zur Reichweite der 350 keV-Deuteronen keine Deuteronen eingelagert sind. Deshalb konnte diese gemessene Ausbeutekurve auch bei den höheren Energien nicht vollkommen mit der Kurve für konstante Dichteverteilung übereinstimmen. Man sieht aber, daß sie zumindest in diesem Bereich über der Kurve für den linearen Dichteverlauf liegt.

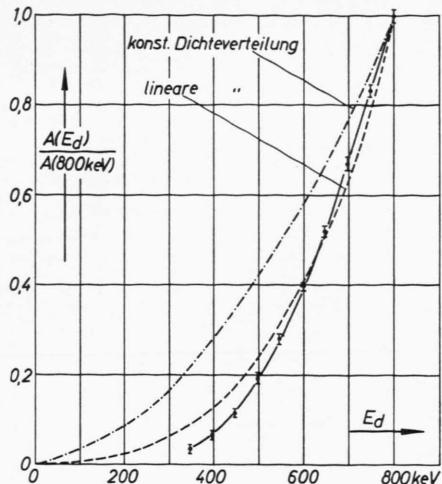


Abb. 16. Ausbeutekurve eines Selbsttargets mit etwa konstanter DichteVerteilung im Deuteronenreichweite-Bereich von 1000 keV bis 350 keV.

#### 4. Diskussion und Bemerkungen zum Diffusionsvorgang

Die vorliegenden Messungen und die Arbeiten von FIEBIGER<sup>1</sup> und GUSEV<sup>1</sup> et al. zeigen, daß eine Sättigung der Neutronenemission eintritt, d. h. eine stationäre DichteVerteilung der Deuteronen sich einstellt. Darüber hinaus ist diese DichteVerteilung z. B. in Gold bei Abschaltung der Bestrahlung und bei Zimmertemperatur über viele Wochen stabil; erst wenn die Temperatur auf 200–300 °C erhöht wird, sinkt die Neutronenemission beträchtlich ab. Dann können also die Deuteronen in der Metallprobe aus dem für eingeschossene Deuteronen zugänglichen Bereich herausdiffundieren. Dieses Verhalten der einmal gesättigten Probe entspricht der Erwartung, wenn man die bisher bekannten Daten für die Diffusion von Wasserstoff in Gold<sup>8</sup> betrachtet: EICHENAUER und LIEBSCHER<sup>9</sup> geben nach eigenen Messungen für den Diffusionskoeffizienten im Bereich von 500 und 940 °C

$$D = 5,60 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \exp\left(-\frac{5640 \text{ cal/mol}}{R T}\right)$$

an. Wenn die Extrapolation zulässig ist, ergibt sich für 300 °K ein Wert von  $D = 4,3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{s}$ . So-

wohl bei FIEBIGER als auch bei der vorliegenden Untersuchung wurde sorgfältig darauf geachtet, daß die makroskopische Temperatur der Probe bei jedem Sättigungsexperiment konstant gehalten wurde (vgl. Unterschrift bei Abb. 13 und 15). (Messung mit Thermoelement und keine scharfe Fokussierung des Ionenstromes am Target.) Gewöhnliche Diffusion im Material erscheint damit ausgeschlossen.

Eine Sättigung des Materials könnte noch so eintreten, daß von der Oberfläche her durch Kathodenzerstäubung Material abgetragen wird. Dadurch wäre das Ende der Reichweite im Target nicht festgelegt, sondern würde stetig tiefer ins Target geschoben werden. Von der primären Reichweite an würde sich eine konstante und homogene Deuteronendichte aufbauen. „Sättigung“ wäre erreicht, wenn die Schicht von der Oberfläche bis zur primären Reichweite durch Kathodenzerstäubung abgetragen wäre (auf diese Möglichkeit weisen GUSEV et al.<sup>1</sup> hin).

Ob diese Möglichkeit realisiert ist, läßt sich an Hand von Zerstäubungsdaten sagen. Solche Daten sind erst in neuerer Zeit in größerer Anzahl gemessen worden, allerdings nur in dem Energiebereich bis zu etwa 60 keV<sup>10</sup>. Für Deuteronen gegen Kupfer liegt noch eine Messung von YONTS et al.<sup>11</sup> im Energiebereich von 10 bis 45 keV vor. Extrapoliert man die Zahlen bis in den Bereich von einigen 100 keV [bei hohen Energien nimmt der Zerstäubungskoeffizient, d. h. das Verhältnis von Zahl der ausgelösten Atome zur Zahl der einfallenden Ionen, stets ab (einstweilen für leichte Ionen verifiziert)], dann scheint eine Zahl von 10 bis  $100 \cdot 10^{-9} \text{ kg/As}$  den Wertebereich richtig wiederzugeben. Die Bestrahlungszeiten liegen im vorliegenden Experiment bei einer Targettemperatur von 80 °C bei 3 Stunden. Mit 50 μA Ionenstrom wäre dann die zerstäubte Masse Gold zwischen 5,4 und 54 μg, d. h. weit unterhalb der Materialmenge, die der Reichweite entspricht, nämlich 12 mg/cm<sup>2</sup>. Der Zerstäubungsmechanismus scheint im vorliegenden Fall also ausgeschlossen. Tatsächlich liefert ja auch das Experiment einen linearen Anstieg der Dichte und keine konstante Dichte.

<sup>8</sup> Über Diffusion in Metallen allgemein siehe z. B. W. SEITH, Diffusion in Metallen, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1955.

<sup>9</sup> W. EICHENAUER u. D. LIEBSCHER, Z. Naturforsch. **17a**, 354 [1962].

<sup>10</sup> Vgl. den Abschnitt über Zerstäubung im Konferenzbericht „Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes“

(Springer, Wien 1961), herausgegeben von M. J. HIGATSBERGER u. F. P. VIEHBÖCK, und den gleichen Abschnitt im Konferenzbericht „Ionisation Phenomena in Gases“ (North Holland Publ. Co., Amsterdam 1962, herausgegeben von H. MAECKER).

<sup>11</sup> O. C. YONTS, C. E. NORMAND u. D. E. HARRISON, J. Appl. Phys. **31**, 447 [1960].

Daraus folgt, daß während der Bestrahlung das Material von der Oberfläche bis zur Reichweite so verändert werden muß, daß die Diffusion ermöglicht wird. Und zwar muß diese Veränderung so beschaffen sein, daß die eingeschossenen Teilchen selbst Veränderungen hinterlassen, die nur während der Bestrahlung wirksam sind und die Diffusion ermöglichen<sup>12</sup>.

Die Veränderung des Materials ist mit denselben Prozessen zu erklären, die schon in anderem Zusammenhang diskutiert worden sind, wo die Veränderung makroskopischer Materialdaten durch Korpuskularstrahlung untersucht wurde<sup>13</sup>.

Die Abbremsung der eingeschossenen Ionen erfolgt zunächst durch Wechselwirkung mit den Elektronen: ein 800 keV-Deuteron hat eine Anfangsgeschwindigkeit von  $1,3 \cdot 10^7$  m/s, seine Reichweite in Gold ist  $6,22 \mu\text{m}$ , d. h. die Zeitdauer für die Abbremsung ist etwas größer als  $5 \cdot 10^{-13}$  s. Nach dieser Zeit ist das Deuteron in der Tiefe des Materials. Dort ist es langsam (man nehme etwa die Auslöseenergie für Gitterbausteine mit 25 eV als Energiegrenze an, wo man das Ion als langsam betrachten will) und beginnt einen Diffusionsprozeß im Gitter. Ist seine freie Weglänge genügend groß, dann kann es zurückdiffundieren.

Eine solche große freie Weglänge besteht nur in dem Material, welches das Teilchen durchquert hat, denn dort ist durch die auf der Ionenbahn (gegen das Ende der Bahn mit größerer Häufigkeit) erzeugten schnellen Gold-Ionen („primary knockon's“) ein Gebiet entstanden mit großer „Unordnung“, in dem der Energieinhalt während etwa  $10^{-11}$  s zu Temperaturanstiegen bis  $10^4$  °K führen kann<sup>13</sup>, Teilbereiche des Materials also eingeschmolzen werden können. Damit kann ein Deuterium-Ion also zurückdiffundieren. Es hat sich allerdings den „Diff-

fusionskanal“ selbst geschaffen. Mit fortdauernder Bestrahlung werden sich viele solcher Diffusionskanäle überlappen, so daß sowohl für neu eingeschossene wie für bereits eingelagerte Ionen eine Diffusionsmöglichkeit besteht.

Bei der Annahme eines solchen Diffusionsmechanismus ergibt dann das vorliegende Experiment, daß man mit einer makroskopischen Diffusionstheorie auskommt, die einen orts- und zeitunabhängigen Diffusionskoeffizienten (für ein bestimmtes Experiment) enthält. FIEBIGER<sup>1</sup> schätzt aus seinem Experiment ein  $D = 4,7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  ab, was im Vergleich zu den Werten von EICHENAUER und LIEBESCHER<sup>8</sup> als sehr niedrig erscheint. Da die makroskopische Temperaturabhängigkeit des Einstellmechanismus zur Sättigung noch nicht mit genügender Genauigkeit untersucht ist, muß man diese Abschätzung einstweilen als experimentelles Resultat hinnehmen. Wenn wir unsere Daten aus Abb. 15 nehmen, dann sieht man durch Vergleich mit Abb. 14, daß die Kurve für  $t_3$  mit der theoretischen für den quadratischen Dichteverlauf übereinstimmt. Das entspricht nach Abb. 2 einem Wert von  $\eta \approx 1/3$ , und damit einem  $D = 9,53 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$ . Für kleinere Zeiten ( $t_1$  und  $t_2$ ) ist die entsprechende Auswertung nicht mit genügender Genauigkeit möglich.

Zusammenfassend kann damit gesagt werden, daß der Diffusionsmechanismus für die Erzeugung der Sättigungsverteilung im Material erwiesen erscheint. Es fehlt aber noch eine genauere Untersuchung über die Abhängigkeit von der makroskopischen Temperatur. Auch wird man mit dem Verfahren der Neutronen-Messungen keine Feinheiten der Dichteverteilungen erhalten können.

Herrn Prof. Dr. W. WALCHER danken wir für Diskussionen und sein Interesse an den vorliegenden Untersuchungen.

<sup>12</sup> Dieser Mechanismus wird auch in einer Theorie der Zerstäubung als ein Diffusionsprozeß aus Oberflächen-nahen Schichten diskutiert, besonders bei hohen Energien der eingeschossenen Teilchen: D.T. GOODMAN u. A. SIMON, Phys. Rev. **111**, 383 [1958].

<sup>13</sup> F. SEITZ, Disc. Faraday Soc. **5**, 271 [1949]; Physics Today **5**, Nr. 6, 6 [1952]. — J. A. BRINKMAN, Amer. J. Phys. **24**,

246 [1956]; J. Appl. Phys. **25**, 961 [1954]. — Zusammenfassende Darstellungen: K. LINTNER u. E. SCHMID, Erg. exakt. Naturwiss. **28**, 302 [1954]; J. J. HARWOOD, H. H. HAUSNER, J. G. MORSE u. W. G. RAUCH, Effects of Radiation on Materials, New York, London 1958; G. J. DIENES, Ann. Rev. Nucl. Sci. **2**, 187 [1953]; J. W. GLEN, Adv. Phys. **4**, 381 [1955].