

Aus der Tabelle geht hervor, daß die Größe der Kolloidteilchen gegenüber  $p_H 0$  erheblich zunimmt. Gemäß der STOKES-EINSTEINSchen Beziehung läßt sich für  $p_H 6,55$  als durchschnittlicher Radiokolloidradius angeben:  $1,6 \cdot 10^{-4}$  cm.

Weitere Untersuchungen<sup>4</sup> zeigten, daß in der als trägerfrei bezogenen Po-Lösungen Träger-Radiokolloide gebildet sein müssen. Aus diesem Grunde darf die  $p_H$ -Abhängigkeit auch nicht mit Sicherheit als für trägerfreies Po charakteristisch angesprochen werden, wenn auch der Gang der Teilchengröße mit dem  $p_H$ -Wert den an Polonium festgestellten Befunden<sup>5</sup> entspricht.

## Über die Möglichkeit der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Kernfusions-experimenten

Von E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER und P. LOHSE

Kernforschungszentrum Karlsruhe,  
Institut für Kernverfahrenstechnik der Techn. Hochschule  
(Z. Naturforschg. 15 a, 645–647 [1960]; eingegangen am 3. Juni 1960)

Bei den Versuchen zur Energieerzeugung durch Kernfusion ist die Isolierung des Plasmas von den Wänden des Reaktionsgefäßes eines der Hauptprobleme. Bekanntlich sind in dieser Richtung Fortschritte zu erwarten, wenn es gelingt, das als Kernbrennstoff vorgesehene Deuterium- bzw. Tritiumgas so in den hochvakuierten Reaktionsraum einzuführen, daß nur der für das Plasma bestimmte Raumteil mit Kernbrennstoff gefüllt wird, während die Umgebung weitgehend Materie-frei bleibt<sup>1</sup>. Die Benutzung von Gasstrahlen erscheint für diesen Zweck nicht sehr aussichtsreich, da Strahlen aus Einzelmolekeln bei den für die Einleitung der Kernfusion als notwendig erachteten Dichten von  $10^{13}$ – $10^{15}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  in dem hochvakuierten Reaktionsraum durch Zusammenstöße schnell auseinanderlaufen.

Von BECKER<sup>2</sup> wurde kürzlich darauf hingewiesen, daß sich das Problem der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Fusionsexperimenten möglicherweise lösen läßt, wenn man statt eines Gasstrahles einen Strahl aus „kondensierten“ Molekeln benutzt. Strahlen aus kondensierten Wasserstoff-Molekeln im Hochvakuum wurden von BECKER, BIER und HENKES<sup>3</sup> bereits früher durch Expansion von Wasserstoffgas aus einer mit flüssigem Wasserstoff gekühlten Düse erzeugt. Die dabei erzielten Molekelstromdichten lagen jedoch wegen der Begrenzung des Einlaßdruckes auf ca. 100 Torr nur wenig höher als die bei Zimmertemperatur mit nicht kondensierten Strahlen im Hochvakuum erreichten Werte<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> Vgl. z. B. L. A. ARTSIMOVICH, Proc. Sec. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy 31, 6 [1958].

<sup>2</sup> E. W. BECKER, Beams of Condensed Matter in High Vacuum, Vortrag a. d. Brookhaven Conference on Molecular Beams, Heidelberg, 11. 6. 1959.

<sup>3</sup> E. W. BECKER, K. BIER u. W. HENKES, Z. Phys. 146, 33 [1956].

<sup>4</sup> E. W. BECKER u. K. BIER, Z. Naturforschg. 9 a, 975 [1954].

<sup>5</sup> Es wurde die in<sup>4</sup> beschriebene, aus Staurohr und Membran-Mikromanometer bestehende Meßanordnung benutzt. Bei

Mit diesen Versuchen glauben wir die Brauchbarkeit der beschriebenen Diffusionsmethode demonstriert zu haben. Sie scheint in allen Fällen anwendbar zu sein, in denen durch starke Adsorption ein diffundierendes Ion dem freien Flüssigkeitsvolumen einer Kapillare entzogen wird (z. B. Untersuchung der Diffusion von Kationen hoher Ladung in Kapillaren aus Kationen-austauschermaterial).

<sup>4</sup> Vortrag bei der 59. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft Bonn, 28. Mai 1960 (R. LINDNER, J. O. LILJENZIN u. H. REINHARDT).

<sup>5</sup> TID-5221, 56 [1956].

In der Zwischenzeit haben wir die Versuche mit einem verbesserten Strahlerzeugungssystem und vergrößerter Pumpkapazität fortgesetzt. Es wurde eine konvergente Düse mit einem engsten Durchmesser von 0,15 mm verwendet. Die Mündungsdurchmesser der konisch ausgeführten Abschäl- und Kollimatorblende betrugen 0,99 bzw. 0,80 mm. Der Abstand zwischen den Mündungen der Düse und des Abschälers betrug 4,0 mm, während die Mündung der Kollimatorblende von der des Abschälers 10,4 mm entfernt war. An die erste Druckstufe war ein Rootsgebläse mit 500  $\text{m}^3/\text{h}$  Saugleistung angeschlossen. Die zweite Druckstufe war mit einer Öldiffusionspumpe verbunden, die im verwendeten Druckbereich eine Saugleistung von etwa 1500 l/sec besaß. Das Vakuum in der Meßkammer wurde durch eine Öldiffusionspumpe mit etwa 5000 l/sec Saugleistung aufrechterhalten. Die Düse und der Abschäler waren mit flüssigem Wasserstoff, die Kollimatorblende mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Beide Kühlbäder standen unter Atmosphärendruck.

Abb. 1 zeigt in logarithmischer Darstellung die in 3 Entfernungen von der Mündung der Kollimatorblende gemessene Strahlintensität in Abhängigkeit vom Einlaßdruck<sup>5</sup>. Aus der bis zu kleinen Einlaßdrücken verfolgten Kurve für 45 mm Entfernung geht hervor, daß ein erster steiler Intensitätsanstieg bei einem Einlaßdruck von etwa 60 Torr auftritt<sup>6</sup>. Nach dem Ergebnis der früheren Untersuchung<sup>3</sup> zeigt er den Beginn der Kondensation im Strahl an.

Neu ist der zweite steile Intensitätsanstieg bei etwa 760 Torr, der auf dem Einsetzen der Kondensation in der Düsenzuleitung beruhen dürfte. Er konnte wegen mangelnder Pumpkapazität nicht weiter verfolgt werden.

Nach Abb. 1 beträgt die maximale, in 45 mm Entfernung von der Kollimatorblende gemessene Stromdichte  $1,6 \cdot 10^{19}$  Molekeln/ $\text{cm}^2 \text{ sec}$ <sup>7</sup>. Mit der früher für die

der Berechnung der Teilchenstromdichte wurde angenommen, daß die in das Staurohr eingetretenen kondensierten Bereiche des Strahles das Staurohr als Einzelmolekeln mit Zimmertemperatur verlassen. Der Akkumulationsfaktor des Staurohres betrug 3,0.

<sup>6</sup> Wegen des Verlaufes der Kurve unterhalb von 60 Torr vgl. Anm.<sup>4</sup> sowie eine demnächst in dieser Zeitschrift erscheinende Arbeit von K. BIER.

<sup>7</sup> Bei Zimmertemperatur wurden in derselben Entfernung maximal  $7 \cdot 10^{17}$  Molekeln/ $\text{cm}^2 \text{ sec}$  erreicht.



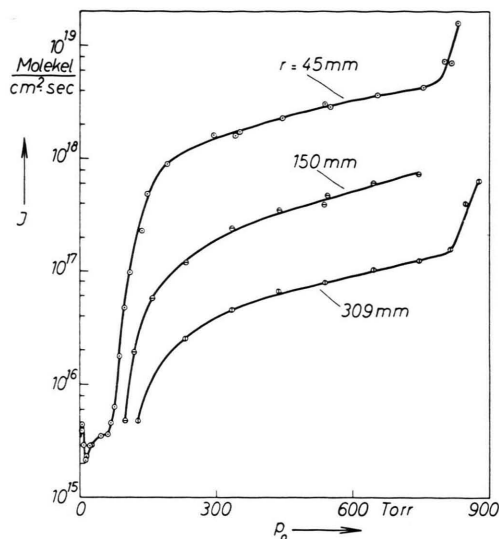


Abb. 1. Die Molekelstromdichte  $J$  in Abhängigkeit vom Einlaßdruck  $p_0$ , gemessen in verschiedenen Entfernungen  $r$  zwischen dem Auffänger und der Kollimatorblende.

kondensierten Bereiche gemessenen mittleren Geschwindigkeit von 630 m/sec folgt daraus eine Dichte im Strahl von  $2,5 \cdot 10^{14}$  Molekeln/cm<sup>3</sup>. Für 309 mm Entfernung von der Kollimatorblende ergibt sich nach Abb. 1 ein Maximalwert der Teilchenstromdichte von etwa  $6 \cdot 10^{17}$  Molekeln/cm<sup>2</sup> sec, dem eine Dichte im Strahl von etwa  $1 \cdot 10^{13}$  Molekeln/cm<sup>3</sup> entspricht.

Bei der höchsten erzielten Strahlintensität stieg der Gasdruck in der Meßkammer auf  $2,5 \cdot 10^{-5}$  Torr. Da diesem Druck bei Zimmertemperatur eine Dichte von  $1 \cdot 10^{12}$  Molekeln/cm<sup>3</sup> entspricht, lag die Dichte im Strahl bei der größten untersuchten Entfernung also noch um eine Zehnerpotenz über der Dichte des Untergrundgases.

Das Verhältnis von Strahldichte zu Umgebungsdichte im Meßraum läßt sich zweifellos wesentlich erhöhen, wenn man den Strahl am Ende seines vorgesehenen

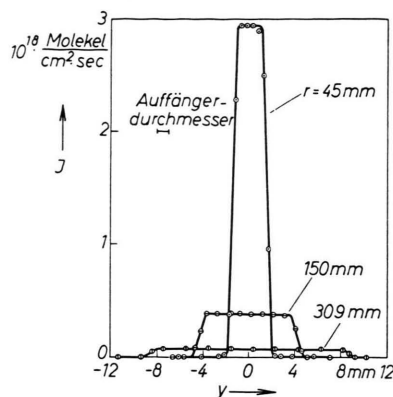


Abb. 2. Die Molekelstromdichte  $J$  in Abhängigkeit von der Koordinate  $y$  des Auffängers senkrecht zur Strahlachse, gemessen in verschiedenen Entfernungen  $r$  zwischen dem Auffänger und der Kollimatorblende bei einem Einlaßdruck von  $p_0 = 539$  Torr.

Weges durch eine, gegebenenfalls kanalförmig ausgebildete, Blende treten läßt, hinter der das anfallende Gas von einer gesonderten Pumpe abgesaugt wird. Da der „kondensierte“ Strahl nach Abb. 2 ein nahezu rechteckiges Profil hat, dürfte diese Ausschleusung sehr wirksam sein. Man kann daher erwarten, daß sich in dem von kondensierten Strahlen durchsetzten Reaktionsraum einer Kernfusionsapparatur auch ultra-hohes Vakuum mit erträglicher Pumpkapazität aufrechterhalten läßt.

Die beschriebenen Versuche wurden mit normalem Elektrolytwasserstoff durchgeführt. Für das bei Kernfusionsexperimenten meist benutzte Deuterium sowie für Deuterium-Tritium-Gemische sind ähnliche Ergebnisse zu erwarten. Bei den Gemischen ergibt sich zusätzlich die interessante Möglichkeit, das Tritium während der Strahlerzeugung im Strahlgas anzureichern<sup>8</sup>.

<sup>8</sup> Vgl. E. W. BECKER, K. BIER u. H. BURGHOF, Z. Naturforschg. **10 a**, 565 [1955], Abb. 1, sowie Anm. <sup>3</sup>, S. 338, letzter Absatz.

## Zur Frage der raumladungsbegrenzten Ströme in CdS-Kristallen

Von E. SCHNÜRER

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin,  
Physikalisch-Technisches Institut,  
Bereich Elektronische Halbleiter

(Z. Naturforschg. **15 a**, 644–645 [1960]; eingegangen am 3. Juni 1960)

Mehrfach wurde berichtet<sup>1,2</sup>, daß durch CdS-Einkristalle, die mit Indium kontaktiert sind, bei einigen Volt Saugspannung Dunkelströme fließen, deren Dichten und quadratische Spannungsabhängigkeit auf einen von MOTT und GURNEY<sup>3</sup> beschriebenen Stromleitungsmechanismus hinweisen. Danach können aus einer Kontakt-Anreicherungsrandschicht Majoritätsträger durch elektrische Feldwirkung in einen Isolator bzw. hochohmigen

Halbleiter injiziert und durch ihn abgesaugt werden. Die Näherung für kleine Saugspannungen ergibt einen quadratischen Zusammenhang zwischen Stromdichte und Spannung (raumladungsbegrenzter Strom), und die für große Spannungen einen linearen Zusammenhang.

Bei den von uns verwendeten CdS-Spaltzellen (Spaltbreite 0,3–0,5 mm) wurden Au-Elektroden auf die Kristalle aufgedampft, nachdem ihre Kontaktflächen durch eine Beglimmung<sup>4</sup> vorbehandelt wurden, wobei die Kristalle auf Anode lagen. Es kann als gesichert angenommen

<sup>1</sup> R. W. SMITH u. A. ROSE, Phys. Rev. **97**, 1531 [1955].

<sup>2</sup> G. T. WRIGHT, Nature, Lond. **182**, 1296 [1958].

<sup>3</sup> MOTT u. GURNEY, Electronic Processes in Ionic Crystals, S. 168–173, 2<sup>nd</sup> Edition, Oxford at the Clarendon Press, 1950.

<sup>4</sup> W. M. BUTLER u. W. MUSCHEID, Arbeitstagung Festkörperphysik 1954 in Dresden, S. 102–112.