

# Massentrennung in kondensierten Molekularstrahlen durch Wechselwirkung von Clustern und unkondensiertem Restgas

E. W. BECKER, J. GSPANN und K. KÖRTING

Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

(Z. Naturforsch. 27 a, 1410—1412 [1972]; eingegangen am 5. Juli 1972)

## *Mass Separation in Condensed Molecular Beams by Interaction of Clusters and Residual Uncondensed Gas*

The spatial mass distribution of the clusters in condensed molecular beams of nitrogen produced with one-sided beam guidance are studied by using an accelerating-field time-of-flight arrangement. In the range investigated the mean number of molecules per cluster increases monotonously by about two orders of magnitude with decreasing distance from the guiding plane. The strong spatial mass separation can be explained by the interaction of the clusters with a flow of uncondensed gas expanding out of the collimator.

Bei der Hohlpincherzeugung mit kondensierten Molekularstrahlen<sup>1</sup> wird eine ringförmige Laval-düse benutzt, in der das Ausgangsgas während der Expansion um 90° umgelenkt wird. Für die Plasmaexperimente interessiert u. a. die räumliche Verteilung der mittleren Clustermassen nach der Überführung des Strahls ins Hochvakuum. In der vorliegenden Arbeit werden entsprechende Untersuchungen an einem kondensierten Stickstoffmolekularstrahl durchgeführt, der mit einer linearen Düsenanordnung erzeugt wurde, die näherungsweise als Ausschnitt der bei der Hohlstrahlerzeugung benutzten Ringdüse angesehen werden kann. Die Massenanalyse erfolgt mit einer Ziehfeld-Laufzeit-Anordnung, die eine Weiterentwicklung der zur Messung der Strahlgeschwindigkeit benutzten Laufzeitanordnung<sup>2</sup> darstellt.

Es wird eine erhebliche räumliche Trennung von Clustern verschiedener Masse beobachtet, die auf die Wechselwirkung der Cluster mit einer aus dem Kollimator austretenden Strömung von unkondensiertem Restgas zurückgeführt werden kann.

## Versuchsanordnung

Abbildung 1 zeigt die Versuchsanordnung im Schnitt: Das aus Düse, Abschäler, Kollimator und Führungswand bestehende lineare Strahlerzeugungssystem ist am Boden eines mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kryostaten befestigt. Zur Verminderung des erforderlichen Pumpaufwandes wird das Strahlgas über ein Magnetventil impulsweise zugeführt. Da der Öffnungsvorgang

des Ventils für eine genaue Laufzeitanalyse zu undefiniert ist, werden aus dem Strahl mit einer rotierenden Unterbrecherscheibe Impulse von etwa 3  $\mu\text{sec}$  Dauer herausgeschnitten. Um eine reproduzierbare zeitliche Korrelation zwischen Öffnung des Magnetventils und Beginn des Laufzeitimpulses zu erreichen, wird das Magnetventil über Photosignale von der Unterbrecherscheibe gesteuert<sup>3</sup>.

Im Detektor durchlaufen die Cluster eine Ionisierungszone, in der sie durch magnetisch geführte Elektronen mit etwa 240 eV ionisiert werden. Nach Passieren einer Ziehfeldstrecke und einer feldfreien Laufstrecke erreichen sie den Auffänger. Die Laufzeitverteilung ohne Ziehfeld liefert die Geschwindigkeitsverteilung und damit die häufigste Geschwindigkeit  $v_0$ . Das Integral über die Geschwindigkeitsverteilung ist ein Maß für die Stromdichte  $I$ . Wenn an der Ziehfeldstrecke eine Beschleunigungsspannung liegt, erhöht sich die Geschwindigkeit der Clusterionen umgekehrt proportional zur Wurzel aus ihrer Masse. Aus der Differenz der Laufzeiten der Clusterionen mit und ohne Ziehfeld läßt sich die mittlere Masse und damit die mittlere Molekelzahl  $N$  pro Cluster bestimmen<sup>4</sup>.

Die Detektoreinheit kann auf einem Kreuzschlitten in der  $x-y$ -Ebene senkrecht zur Kryostatenachse verschoben und außerdem um die Spitze der obersten Detektoreintrittsblende geschwenkt werden. Die beiden Detektoreintrittsblenden von 0,5 mm Öffnungsdurchmesser begrenzen die mögliche Abweichung der Flugbahn eintretender Strahlteilchen von der achsenparallelen Richtung auf 1,9°. Zur Bestimmung des Neigungswinkels der jeweiligen Flugbahn gegenüber der Führungswandebene wird der Detektor in der jeweiligen Position solange geschwenkt, bis maximaler Ionenstrom den Auffänger erreicht.

## Experimentelle Ergebnisse

Alle Experimente wurden bei einem totalen Einlaßdruck von 700 Torr mit einem Gemisch aus 80

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. E. W. BECKER, Institut für Kernverfahrenstechnik der Universität (T. H.) Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe, Postfach 3640.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

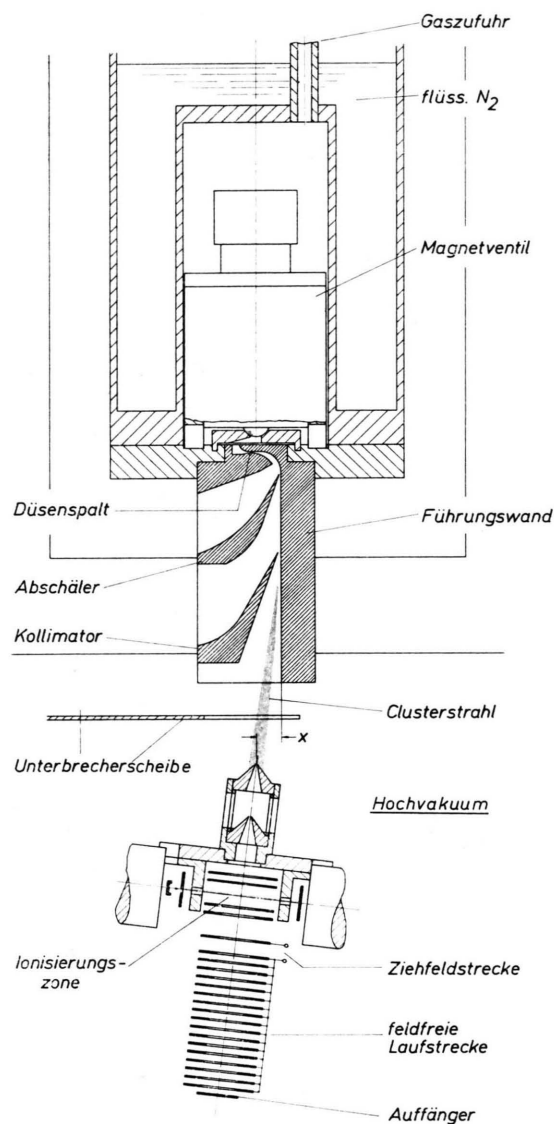


Abb. 1. Versuchsanordnung.

Mol-% Wasserstoff und 20 Mol-% Stickstoff durchgeführt, das wesentlich höhere Materiestromdichten im Stickstoff-Clusterstrahl liefert als reiner Stickstoff<sup>5</sup>. Der als Kondensationshilfe benutzte Wasserstoff scheidet bereits in den stromaufwärts vom Abschäler und Kollimator liegenden Druckstufen weitgehend aus dem Strahl aus. Bei allen Messungen befand sich die Spitze der obersten Detektoreintrittsblende in der Mittelebene des Strahlerzeugungssystems, 72 mm unterhalb des Kollimatorspaltes. Variiert wurde der Abstand  $x$  der Detektoreintrittsblende von der Führungswand.

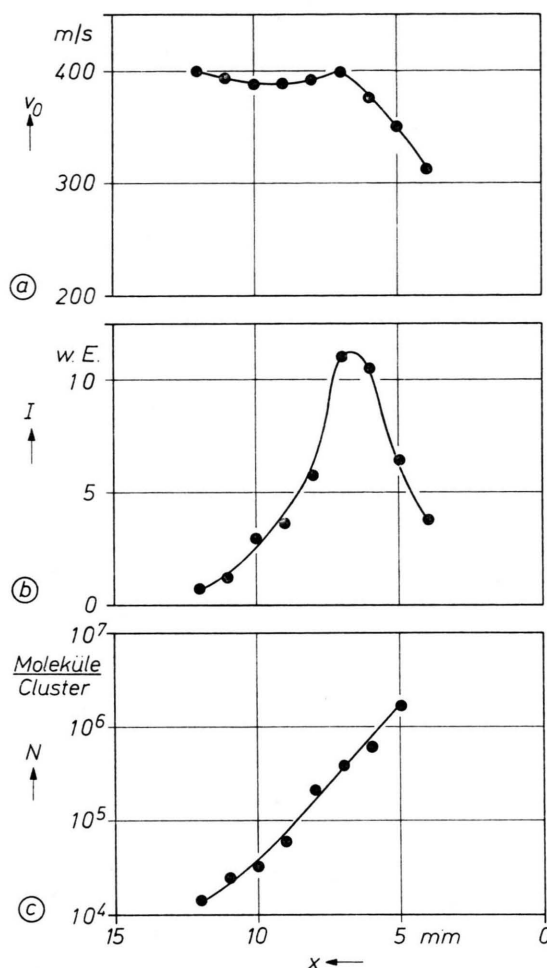


Abb. 2. a) Häufigste Geschwindigkeit  $v_0$  und b) Stromdichte  $I$  der in den Stickstoffclustern zusammengelagerten Molekeln, sowie c) mittlere Molekelzahl  $N$  pro Cluster als Funktion des Abstandes  $x$  von der Führungswand.

Abbildung 2 a zeigt, daß die häufigste Geschwindigkeit  $v_0$  der in den Clustern zusammengelagerten Molekeln bei Verkleinerung des Wandabstandes  $x$  zunächst nahezu konstant bleibt. Unterhalb von  $x = 7$  mm nimmt  $v_0$  deutlich ab<sup>6</sup>. Aus Abb. 2 b geht hervor, daß die Stromdichte  $I$  der in den Clustern zusammengelagerten Molekeln bei dem Wandabstand 7 mm ein ausgeprägtes Maximum durchläuft. Abbildung 2 c zeigt schließlich, daß die mittlere Molekelzahl  $N$  pro Cluster mit abnehmendem Wandabstand im untersuchten Bereich monoton um etwa 2 Größenordnungen ansteigt. Die Bestimmung des Neigungswinkels der Cluster-Flugbahnen gegenüber der Führungswand ergibt in der 72 mm unterhalb des Kollimatorspaltes liegenden Meßebeine das in Abb. 3 dargestellte Richtungsfeld.

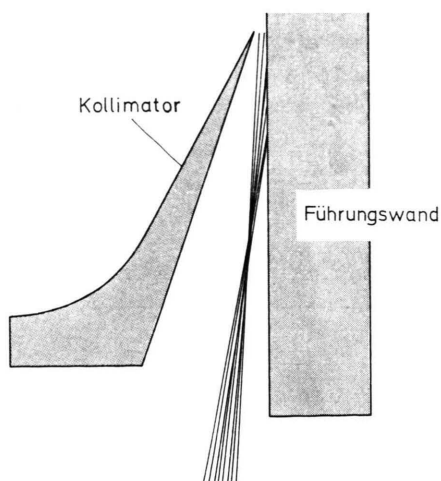


Abb. 3. Einfallssrichtungen der Cluster am Ort des Auffängers.

### Diskussion der Ergebnisse

Die Neigung der Clusterflugbahnen gegenüber der Führungswand und die Massentrennung lassen sich folgendermaßen erklären:

Der Clusterstrahl durchfliegt die Kollimatoröffnung wegen seiner großen Persistenz nahezu parallel zur Führungswand, während der Strom des unkondensierten Restgases den inneren Öffnungswinkel des Kollimators weitgehend erfüllt. Es ergibt sich daher eine Relativbewegung von Clustern und Restgas, deren Querkomponente zu einer Impulsübertragung auf die Cluster in der zur Führungswand senkrechten Richtung führt. Eine Massenabhängigkeit der Cluster-Mitführung folgt aus der Tatsache, daß die auf den molekular angeströmten Cluster übertragene Kraft proportional zum Quadrat des Radius, die der Beschleunigung entgegenwirkende Masse dagegen proportional zur dritten Potenz ist. Abschätzungen zeigen, daß sich mit diesem Modell der Zusammenhang zwischen Flugrichtung und mittlerer Masse befriedigend wiedergeben läßt<sup>4</sup>.

Aus dem Modell geht hervor, daß man die Massentrennung bei Bedarf dadurch vergrößern kann, daß man den kondensierten Molekularstrahl mit einem getrennt erzeugten Gasstrahl kreuzt. Entsprechende Versuche wurden in der Zwischenzeit erfolgreich durchgeführt<sup>7</sup>.

<sup>1</sup> E. W. BECKER, H. BURGHOF u. R. KLINGELHÖFER, Z. Naturforsch. **22 a**, 589 [1967]. — E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. J. WÜST, Z. Naturforsch. **27 a**, 1406 [1972]; voranstehende Arbeit.

<sup>2</sup> E. W. BECKER u. W. HENKES, Z. Physik **146**, 320 [1956].

<sup>3</sup> O. F. HAGENA u. P. G. SCHÜLLER, Z. Angew. Physik **17**, 542 [1964].

<sup>4</sup> K. KÖRTING, Untersuchung der Massenverteilung in kondensierten Molekularstrahlen nach einem Ziehfeld-Laufzeit-Verfahren, Dissertation, Universität Karlsruhe 1971.

<sup>5</sup> E. W. BECKER, R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE, Z. Naturforsch. **15 a**, 645 [1960].

<sup>6</sup> Die relativen 1/10-Wertsbreiten der Laufzeitverteilungen nehmen im untersuchten Bereich mit kleiner werdendem

Wandabstand  $x$  von etwa 0,2 auf etwa 0,5 zu. Unterhalb von  $x=7$  mm treten zuweilen Laufzeitverteilungen mit 2 Maxima auf, die ebenso wie die Abnahme von Strahlgeschwindigkeit und Strahlintensität, möglicherweise durch Grenzschichteffekte bedingt sind. Die häufigste Geschwindigkeit  $v_0 \approx 400$  m/s der in der vorliegenden Arbeit mit der gekrümmten Laval-Düse erzeugten Clusterstrahlen liegt deutlich unter dem mit geraden Düsen bei vergleichbaren Betriebsbedingungen erzielten Wert von etwa 700 m/sec (vgl. z. B. R. KLINGELHÖFER, Beiträge aus der Plasmaphysik, Heft 4, **1966**, S. 253 ff.).

<sup>7</sup> J. GSPANN u. H. VOLLMAR, Eighth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Stanford 1972, Report AFOSR-TR-72-1276.