

KFK-126

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1962

KFK 126

Institut für Kernverfahrenstechnik

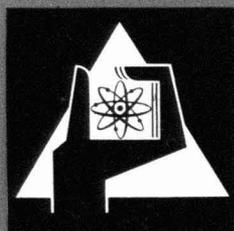
Die Bedeutung von Verdichtungsstößen bei der Erzeugung intensiver
Molekularstrahlen mit Düsen

Konrad Bier und Otto-Friedrich Hagena

KERNREAKTOR

Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.,
Verwaltung der Zentralbücherei

4. März 1963



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESELLSCHAFT M. B. H.

KARLSRUHE

Die Bedeutung von Verdichtungsstößen bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen

Von KONRAD BIER und OTTO-FRIEDRICH HAGENA

Mit 6 Textabbildungen

(Eingegangen am 19. April 1962)

KERNLEITUNG
Bau- und Betriebsabteilung m. b. H.
Verwaltung der Zentralbücherei

Einleitung

Intensive Molekularstrahlen mit weitgehend einheitlicher Teilchengeschwindigkeit lassen sich nach einem Vorschlag von KANTROWITZ und GREY dadurch erzeugen, daß der Kern einer Überschallströmung mit einer geeignet geformten Blende, dem sog. Abschäler, ausgeblendet und ins Hochvakuum überführt wird [1]. Die einheitliche Teilchengeschwindigkeit kommt dadurch zustande, daß die thermische Energie des Strahlengases bei der Erzeugung der Überschallströmung weitgehend in gerichtete Strömungsenergie umgewandelt wird. Die hohe Teilchenstromdichte ergibt sich als Folge der einheitlichen Teilchengeschwindigkeit; denn mit kleiner werdendem Verhältnis der mittleren ungeordneten Geschwindigkeitskomponente zur gerichteten Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Zahl der Zusammenstöße innerhalb des Molekularstrahls, die letztlich die Teilchendichte begrenzen, ab. Die Wirksamkeit dieser Methode der Molekularstrahlerzeugung sollte also mit steigender *Mach-Zahl* in dem ausgeblendeten Teil der Überschallströmung zunehmen.

Das Verfahren wurde seitdem mehrfach angewendet [2] bis [11]. Es konnte gezeigt werden, daß bei der Molekularstrahlerzeugung mit Düsen tatsächlich höhere Teilchenstromdichten und schmalere Geschwindigkeitsverteilungen als bei normalen „Ofenstrahlen“ zu erzielen sind [3], [4]. Allerdings nehmen *Mach-Zahl* und Strahlintensität mit steigendem Einlaßdruck im allgemeinen nicht monoton zu, wie es für eine *ungestört* ins Hochvakuum erfolgende Expansion wegen der Zunahme des effektiven Expansionsverhältnisses zu erwarten wäre [3], [6], [11].

Als Ursache für die beobachteten Maxima der Strahlintensität und der *Mach-Zahl* in Abhängigkeit vom Einlaßdruck kommen *Verdichtungsstöße* in Frage. Verdichtungsstöße können einmal in der Überschallströmung durch den Abschäler selbst hervorgerufen werden¹. Sie können aber auch, insbesondere bei

¹ Von KANTROWITZ und GREY wurde bereits auf die Notwendigkeit hingewiesen, einen konischen bzw. keilförmigen Abschäler zu verwenden, dessen äußerer Öffnungswinkel genügend klein und dessen Schneide genügend scharf ist. Dadurch soll verhindert werden, daß sich der vom Abschäler

Verwendung *frei* expandierender Gasstrahlen, bereits in der ungestörten Strömung (ohne Abschäler) enthalten sein, wobei sie gegebenenfalls durch den Abschäler verformt werden [12].

Der Einfluß der verschiedenen Arten von Verdichtungsstößen ist im Fall der Molekularstrahlerzeugung wegen des Übergangs zu *molekularen* Strömungsbedingungen theoretisch schwer abzuschätzen. Er wird daher in der vorliegenden Arbeit durch Messung der *Geschwindigkeitsverteilung* und der *Intensität* von CO₂-Molekularstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck, vom Expansionsverhältnis an der Düse und vom Abstand Düse/Abschäler experimentell untersucht. An Hand eines Vergleichs mit dem Ergebnis von Schlierenaufnahmen [12] wird gezeigt, daß bei Verwendung einer konvergenten Düse bei großem Abschälerabstand bzw. bei kleinem Expansionsverhältnis ein vom Abschäler *abgelöster* starker Verdichtungsstoß auftritt, der mit dem Stoßsystem des frei expandierenden Strahls zusammenhängt¹. Auch wenn dieser vom Abschäler abgelöste Verdichtungsstoß durch geeignete Wahl des Abschälerabstandes und des Expansionsverhältnisses vermieden wird, treten bei genügender Gasdichte stromabwärts von der Abschäleröffnung noch andere, schwächere Verdichtungsstöße auf. Diese werden für die oben erwähnte Begrenzung der Mach-Zahl bei steigendem Einlaßdruck verantwortlich gemacht.

Bei höheren Einlaßdrücken, bei denen ein Teil des Strahlgasen während der Expansion kondensiert, lassen sich durch Überführen der kondensierten Bereiche ins Hochvakuum besonders hohe Teilchenstromdichten erzielen [5], [10]. Es wird gezeigt, daß „kondensierte Molekularstrahlen“ durch den vom Abschäler abgelösten Verdichtungsstoß ungefähr die gleiche relative Verbreiterung ihrer Geschwindigkeitsverteilung erfahren wie die nicht-kondensierten Strahlen. Die Verminderung der Strahlintensität ist bei den kondensierten Strahlen jedoch wesentlich stärker. Dieses Verhalten hängt mit dem Verdampfen der kondensierten Bereiche beim Durchlaufen des starken Verdichtungsstoßes zusammen.

Durchführung der Versuche

Zur Erzeugung des Molekularstrahls und zur Messung seiner Geschwindigkeitsverteilung diente dieselbe Apparatur, mit der früher die thermische Relaxation in CO₂- und UF₆-Strahlen untersucht wurde [6]. Die Apparatur besitzt an Stelle von Pumpen großer Saugleistung Kühlfallen zum Auffangen des Strahlgasen. Daher wurde bei der vorliegenden Untersuchung als Strahlgas wieder CO₂ verwendet.

Das Strahlerzeugungssystem bestand aus einer runden, konvergenten Düse von 0,3 mm Mündungsdurchmesser, einem konischen Abschäler von 0,6 mm \varnothing und einer ebenfalls

erzeugte Verdichtungsstoß von der Schneide ablöst und den ausgeblendeten Strahlkern überdeckt [1]. In der Tat ergaben Messungen, bei denen Abschäler mit stumpfer Schneide bzw. eine Lochblende an Stelle des Abschälers benutzt wurden, eine wesentlich geringere Molekularstrahlintensität als solche, bei denen konische Abschäler mit scharfer Schneide benutzt wurden [3], [8].

¹ In der vorliegenden Untersuchung wird die Überschallströmung mit einer konvergenten Düse, d.h. durch freie Expansion des Strahlgasen erzeugt, weil die Verwendung von Laval-Düsen bei den früheren Untersuchungen keinen erkennbaren Vorteil brachte [3], [6].

konischen Kollimatorblende von 1,0 mm \varnothing . Der Abstand d zwischen Düsenmündung und Abschäleröffnung konnte im Bereich 0,5 bis 10 mm von außen kontinuierlich verändert werden; der Abstand zwischen Abschäler und Kollimatorblende war fest eingestellt (16 mm). Das Strahlerzeugungssystem wurde bei allen Versuchen auf Zimmertemperatur gehalten.

Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung wurde das von BECKER und HENKES beschriebene Laufzeitverfahren [4] angewendet: Der Molekularstrahl wird im Hochvakuum durch eine schnell rotierende, am Rand mit Schlitzen versehene Scheibe in kurze Abschnitte zerlegt, die auf einem längeren Laufweg (230 mm) entsprechend ihrer Geschwindigkeitsverteilung auseinanderlaufen. Die Molekularstrahlpulse werden durch Elektronenstoß ionisiert; der zeitliche Verlauf des Ionenstroms wird oszillographisch registriert. Aus der Laufzeit für das Ionenstrommaximum und aus der Halbwertsbreite der Ionenstromverteilung lassen sich die Strömungsgeschwindigkeit w und die Temperatur T des expandierten Gasstrahls berechnen². Aus beiden Größen wird die Mach-Zahl

$$M = w / (\kappa RT / \mu)^{1/2} \quad (1)$$

gebildet (κ = Adiabatenexponent³, μ = Molekulargewicht des Strahlgasen).

Die Messung der Molekularstrahlintensität erfolgte ebenfalls mit der zur Laufzeitmessung benutzten Anordnung: Bei genügend kleiner Umdrehungszahl der Unterbrecherscheibe, konstanten elektrischen Bedingungen des Ionisationsdetektors und konstantem Verstärkungsfaktor ist die Anzeige des Oszillographen proportional zur Teilchendichte des unzerhackten Molekularstrahls. Um ein relatives Maß für die Strahlintensität (Teilchenstromdichte) zu gewinnen, wurde der normierte Oszillographenausschlag mit dem aus der Laufzeitanalyse folgenden Wert der Strahlgeschwindigkeit multipliziert.

Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

1. Der von der Abschälerschneide abgelöste starke Verdichtungsstoß

Beim Einlaßdruck $p_0 = 200$ Torr und den Expansionsverhältnissen $p_0/p_1 = 100, 400, 1140$ und 2000 (p_1 = statischer Druck im Raum zwischen Düse und Abschäler) wurden die Geschwindigkeit w und die Temperatur T des expandierten CO₂-Strahls für verschiedene Werte des Abstandes d zwischen Düse und Abschäler gemessen. Das Ergebnis ist, zusammen mit der nach Gl. (1) berechneten Mach-Zahl M in Abb. 1 dargestellt. Außerdem enthält Abb. 1 für denselben Einlaßdruck und etwa dieselben Expansionsverhältnisse die Abhängigkeit der Molekularstrahlintensität vom Abschälerabstand.

Aus Abb. 1 folgt als auffälligstes Ergebnis, daß bei Vergrößerung des Abschälerabstandes in einem relativ kleinen Abstandsbereich die Strahltemperatur um mehr als den Faktor 2 ansteigt, während die Geschwindigkeit um 15 bis 30% abnimmt; die Mach-Zahl sinkt in diesem Bereich nahezu sprunghaft auf etwa die Hälfte. Gleichzeitig nimmt die Strahlintensität um ungefähr eine Größenordnung ab. Die mittlere Entfernung dieses „kritischen“ Abstandsbereiches von der Düsenmündung steigt mit wachsendem Expansionsverhältnis. An den Meßreihen mit $p_0/p_1 = 1140$ und 2000 ist weiterhin bemerkenswert, daß die Mach-Zahl und die Strahlintensität vor dem kritischen Abstandsbereich bei $d \approx 3 - 3,5$ mm ein relatives Minimum durchlaufen. Ein Vergleich der Kurven für die

² Gl. (6) und (7) der in [6] zitierten Arbeit; wegen des *Auflösungsvermögens* der Laufzeitmessung vgl. die früheren Arbeiten [4], [6].

³ Als Adiabatenexponent des CO₂ wird in der vorliegenden Arbeit der Wert $\kappa = 1,4$ eingesetzt, da bei den in Frage kommenden Temperaturen des expandierten Strahls Schwingungsfreiheitsgrade nicht am Energieaustausch teilnehmen.

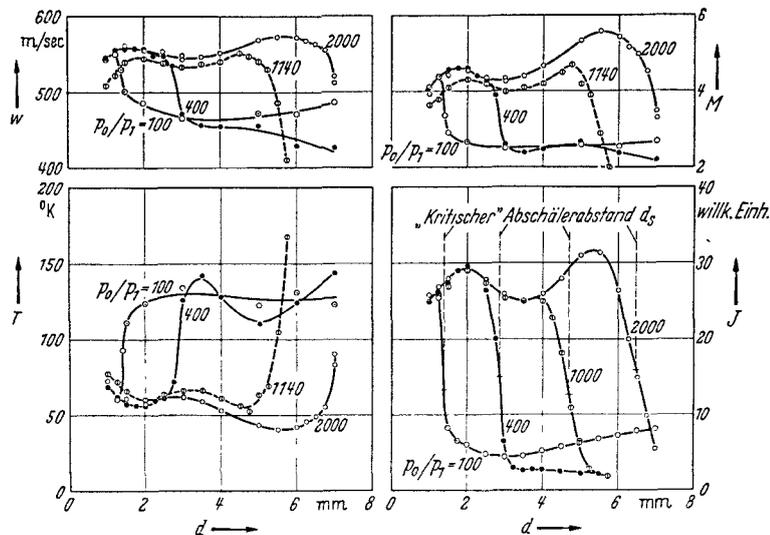


Abb. 1. Geschwindigkeit w , Temperatur T , Mach-Zahl M und relative Teilchenstromdichte J von CO_2 -Molekularstrahlen bei konstantem Einlaßdruck ($p_0 = 200$ Torr) und verschiedenen Expansionsverhältnissen p_0/p_1 in Abhängigkeit vom Abstand d zwischen Düse und Abschäler

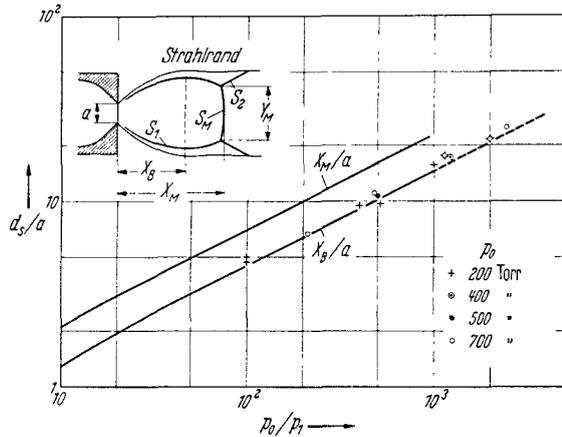


Abb. 2. Der auf den Düsendurchmesser a bezogene kritische Abschälerabstand d_s in Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis p_0/p_1 (Meßpunkte); vgl. Fußnote 1 auf S. 660. Die eingezeichneten Kurven gelten für die aus Schlierenaufnahmen gewonnenen Abstände des Strömungsbauches, X_B , und des Machschen Verdichtungsstoßes, X_M , von der Düsenmündung (s. Strahlschema, [12])

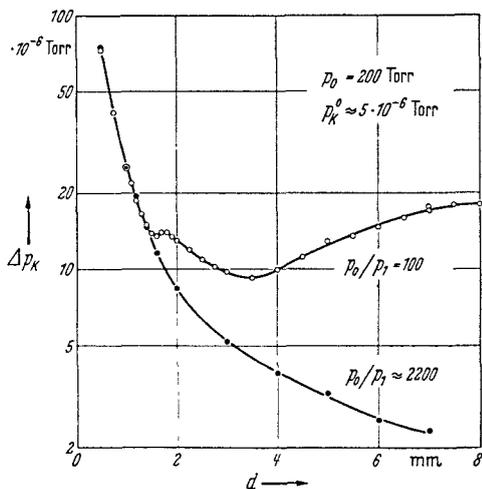


Abb. 3. Der Druckanstieg in der Vakuumkammer, Δp_K , als Maß für den Gasstrom durch den Abschäler, in Abhängigkeit vom Abstand Düse/Abschäler für CO_2 -Strahlen mit $p_0 = 200$ Torr und $p_0/p_1 = 100$ bzw. ≈ 2200 (p_K^0 = Gasdruck vor dem Einlassen des CO_2 -Strahls)

Mach-Zahl und die Strahlintensität zeigt, daß die Variation beider Größen mit dem Abschälerabstand und dem Expansionsverhältnis im ganzen unter-

suchten Bereich erwartungsgemäß parallel läuft. Es genügt also, im folgenden die Abhängigkeit der Mach-Zahl von d und p_0/p_1 zu diskutieren:

a) Die sprunghafte Abnahme der Mach-Zahl, die für feste Abschälerstellung bei Verkleinerung des Expansionsverhältnisses bzw. für konstantes Expansionsverhältnis bei Vergrößerung des Abschälerabstandes gefunden wird, ist, wie die folgende Betrachtung zeigt, mit dem Auftreten eines von der Abschälerschneide abgelösten Verdichtungsstoßes zu erklären, der für frei expandierende Gasstrahlen typisch ist:

Abb. 2 zeigt einen Vergleich der auf den Düsendurchmesser a bezogenen Werte des kritischen Abschälerabstandes d_s ¹ mit charakteristischen Abmessungen des Verdichtungsstoßsystems, wie sie in frei expandierenden rotationssymmetrischen Gasstrahlen unter gasdynamischen Strömungsbedingungen mit Hilfe von Schlierenaufnahmen gemessen wurden [12] (vgl. das links oben eingezeichnete Strahlschema).

Der kritische Abschälerabstand d_s zeigt dieselbe Abhängigkeit vom Expansionsverhältnis p_0/p_1 wie der Abstand X_M des sog. Machschen Verdichtungsstoßes S_M von der Düsenmündung. Dem Betrage nach stimmt d_s ungefähr mit dem Düsenabstand des Strömungsbauches, X_B , überein. Die Verschiebung zu kleinerem Abstand ist, wie aus den Schlierenaufnahmen hervorgeht, auf die Verformung des Verdichtungsstoßsystems durch den Abschäler zurückzuführen².

Daß die sprunghafte Veränderung der Mach-Zahl beim Abstand $d \approx X_B$ auf einem von der Abschälerschneide abgelösten Verdichtungsstoß beruht, ergibt sich aus der Messung des Gasstroms durch den Abschäler: Ein Maß für diesen Gasstrom ist der durch den CO_2 -Strahl bewirkte Druckanstieg Δp_K in der Vakuumkammer, der in Abb. 3 für den Einlaßdruck $p_0 = 200$ Torr und die Expansionsverhältnisse $p_0/p_1 = 100$ und ≈ 2200 in Abhängigkeit vom Abschälerabstand dargestellt ist. Bei Abständen, die kleiner als 1,4 mm, d.h. kleiner als der kritische Abstand für $p_0/p_1 = 100$ sind (vgl. Abb. 1), ist der Gasstrom durch den Abschäler für beide Expansionsverhältnisse innerhalb der Fehlergrenze gleich. Bei Abständen $d > 1,4$ mm ist Δp_K beim Expansionsverhältnis 100 um einen mit dem Abstand d anwachsenden Betrag größer als beim Expansionsverhältnis 2200. Der Unterschied ist offenbar nur so zu erklären, daß auf Grund der Druck-

¹ Als d_s wird im folgenden der Wert des Abschälerabstandes bezeichnet, bei dem die Teilchenstromdichte des Molekularstrahls auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist. Die mit Kreuzen bezeichneten Meßpunkte sind aus Abb. 1 entnommen, die mit Kreisen bezeichneten Meßpunkte stammen aus entsprechenden Versuchsreihen mit höheren Einlaßdrücken. Für $p_0 \geq 200$ Torr ist d_s innerhalb der Fehlergrenze vom Absolutdruck unabhängig, wie es bei gasdynamischem Strömungsverhalten zu erwarten ist.

² Vgl. Abb. 7 und 8 der in [12] zitierten Arbeit; bei diesen Versuchen war der statische Druck in den Räumen vor und hinter dem Abschäler gleich groß. In der Zwischenzeit ausgeführte Schlierenversuche zeigen, daß bei Abschälerabständen $d \geq X_B$ auch dann ein von der Schneide abgelöster, den Strahlkern durchsetzender Verdichtungsstoß auftritt, wenn hinter dem Abschäler stark abgepumpt wird. Bei genügend großem Abschälerabstand geht dieser Verdichtungsstoß in den Machschen Stoß des ungestörten Strahls (S_M in Abb. 2) über.

differenz am Abschäler ein zusätzlicher Gasstrom zwischen der Abschälerschneide und einem abgelösten Verdichtungsstoß in den Kernstrahl einströmt.

b) Nach Abb. 1 findet man für $p_0/p_1 = 100$ und 400 auch bei Abschälerabständen, die wesentlich größer als der Abstand des Machschen Verdichtungsstoßes sind, bei denen der ausgeblendete Kernstrahl also einen senkrechten Stoß durchläuft, im Molekularstrahl noch Überschallwerte für die Mach-Zahl ($M \approx 2,5$). Dieser Sachverhalt kann mit der Nachexpansion vom Strömungszustand am Abschäler zur Molekularströmung im Hochvakuum erklärt werden; er widerspricht also nicht der Vorstellung, daß durch den senkrechten Verdichtungsstoß zunächst eine Abbremsung der Strömung auf Unterschallgeschwindigkeit bewirkt wird.

c) Für konstant gehaltenen Abschälerabstand ist die Mach-Zahl nach Abb. 1 vom äußeren Expansionsverhältnis p_0/p_1 unabhängig, sofern der zu dem betreffenden Abstand gehörende kritische Wert des Expansionsverhältnisses nicht unterschritten wird¹. Das ist im Einklang mit dem für gasdynamischen Strömungsverlauf gültigen theoretischen Ergebnis, daß sich in einem frei expandierenden Gasstrahl der Strömungszustand in dem von den Verdichtungsstößen S_1 und S_M begrenzten inneren Überschallbereich (vgl. Abb. 2) nicht ändert, wenn das Expansionsverhältnis vergrößert wird.

d) Das Auftreten eines relativen Minimums von M bei Abschälerabständen $d \approx 3 - 3,5$ mm (vgl. die Kurven für $p_0/p_1 = 1140$ und 2000 in Abb. 1) wird im Zusammenhang mit der Variation des Einlaßdruckes in Abschnitt 3 diskutiert. Dort wird gezeigt, daß der Effekt mit der Ausbildung schwächerer Verdichtungsstöße stromabwärts von der Abschäleröffnung zusammenhängt.

2. Das Verschwinden des abgelösten Verdichtungsstoßes bei Verminderung der Gasdichte

Um eine experimentelle Aussage über den Mindestwert der Gasdichte zu gewinnen, bei dem in den untersuchten Gasstrahlen die Wirkung von Verdichtungsstößen noch eine Rolle spielt, wurde für $p_0/p_1 = 10^3$ bei den Einlaßdrucken $p_0 = 100, 50, 20$ und 10 Torr die Geschwindigkeitsverteilung des Molekularstrahls in Abhängigkeit vom Abschälerabstand gemessen (Abb. 4). Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene starke Abnahme der Mach-Zahl beim Überschreiten des kritischen Abschälerabstandes ist in Abb. 4 als Geschwindigkeitsabnahme und Temperaturanstieg für $p_0 = 100$ und 50 Torr noch deutlich, für $p_0 = 20$ Torr dagegen nur noch schwach ausgeprägt; für $p_0 = 10$ Torr ist kein derartiger Effekt mehr nachzuweisen.

Nach allgemeinen Erfahrungen über das Strömungsverhalten verdünnter Gase wird der Bereich der Gasdichte, in dem sich der Übergang von einer annähernd gasdynamischen zu einer annähernd molekularen Strömung vollzieht, durch die Bedingung charakterisiert, daß die Knudsen-Zahl Werte zwischen

¹ Mit Ausnahme der geringfügig abweichenden Meßreihe für das Expansionsverhältnis 1140 wurden alle Versuche am gleichen Tag mit weitgehend übereinstimmenden übrigen Versuchsbedingungen ausgeführt. Durch weitere Versuche bei festem Abschälerabstand wurde sichergestellt, daß für $p_0 \geq 200$ Torr die Geschwindigkeitsverteilung und die Intensität des Molekularstrahls sowie der Gasstrom durch den Abschäler für unterkritische Werte des äußeren Expansionsverhältnisses innerhalb der Fehlergrenze konstant sind.

$\approx 0,1$ und ≈ 1 durchläuft². Dieses Kriterium kann im vorliegenden Fall folgendermaßen angewendet werden:

Setzt man zunächst für den ungestört expandierenden Strahl (ohne Abschäler) bis zum Machschen Verdichtungsstoß einen isentropen Strömungsverlauf voraus, so kann man bei vorgegebenem Wert des ausgeprägten Expansionsverhältnisses p_0/p_1 den Strömungszustand hinter dem Machschen Stoß abschätzen ($\hat{p} \approx p_1, \hat{T} \approx T_0$; vgl. [12]). Mit dem aus Schlierenaufnahmen bekannten Durchmesser des Machschen Stoßes, Y_M , läßt sich der Wert der Knudsen-Zahl

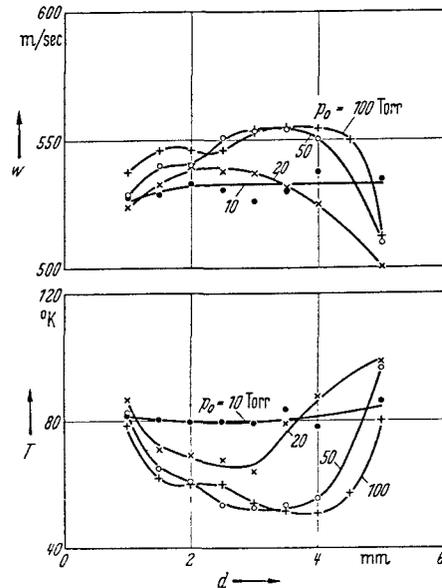


Abb. 4. Geschwindigkeit w und Temperatur T von CO_2 -Molekularstrahlen in Abhängigkeit vom Abstand Düse/Abschäler bei konstantem Expansionsverhältnis ($p_0/p_1 = 1000$) für die Einlaßdrucke $p_0 = 10, 20, 50$ und 100 Torr

hinter diesem Verdichtungsstoß berechnen, der sich bei gasdynamischem Strömungsverlauf ergeben würde:

$$\hat{K} = \frac{\hat{\lambda}}{Y_M} \approx \frac{kT_0}{\sqrt{2} q_0 p_1 Y_M}$$

(λ = gaskinetische mittlere freie Weglänge, q = Wirkungsquerschnitt). Bei den hier untersuchten CO_2 -Strahlen erhält man $\hat{K} \approx 0,08$ für $p_0 = 100$ Torr bzw. $\hat{K} \approx 0,8$ für $p_0 = 10$ Torr. Die Tatsache, daß im ersten Fall eine deutliche, im zweiten Fall dagegen noch keine Wirkung des Verdichtungsstoßes gefunden wird, ist demnach im Einklang mit dem allgemeinen Kriterium für den Übergang vom gasdynamischen zum molekularen Strömungsverhalten. Da die Tiefe der Stoßzone von der Größenordnung einer mittleren freien Weglänge ist, bedeutet dieses Kriterium im vorliegenden Fall anschaulich, daß die Wirkung des Machschen Verdichtungsstoßes in dem Maße verschwindet, wie die Tiefe der Stoßzone mit dem Durchmesser des Stoßes (Y_M) vergleichbar wird.

3. Stromabwärts vom Abschäler auftretende schwache Verdichtungsstöße

Aus Schlierenaufnahmen war zu entnehmen, daß auch unter Versuchsbedingungen, bei denen der vom

² Die Knudsen-Zahl ist definiert als Verhältnis von gaskinetischer mittlerer freier Weglänge zu einer charakteristischen Lineardimension der Strömung (z. B. Durchmesser des Gasstrahls bzw. des betrachteten Strahlteils).

Abschäler abgelöste, starke Verdichtungsstoß nicht auftritt, in dem ausgeblendeten Strahlkern noch andere Verdichtungsstöße auftreten können, sofern die Gasdichte in diesem Strahlbereich groß genug ist¹.

Die Wirkung solcher Verdichtungsstöße auf die Geschwindigkeitsverteilung und Intensität des Molekularstrahls wurde durch Variation des Einlaßdruckes bei unterkritischen Werten des Abschälerabstandes untersucht. Abb. 5 zeigt die Mach-Zahl und die Strahlintensität für Einlaßdrucke zwischen 10 und ≈ 760 Torr bei Abschälerabständen zwischen 1,5 und 6,5 mm. Bei diesen Versuchen wurde im Raum zwischen Düse und Abschäler voll abgepumpt; die Tatsache, daß das Expansionsverhältnis dabei zwischen

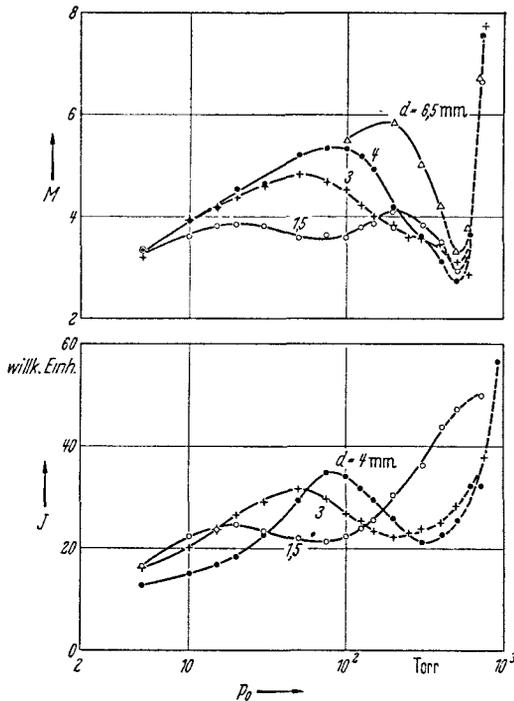


Abb. 5. Mach-Zahl M und relative Teilchenstromdichte J von CO_2 -Molekularstrahlen in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 für verschiedene Abschälerabstände d . Wegen der gestrichelten Kurventeile vgl. Fußnote 2 auf S. 663

≈ 1500 für $p_0 = 10$ Torr und ≈ 2500 für $p_0 = 760$ Torr variierte, sollte ohne Einfluß auf die Geschwindigkeitsverteilung sein.

Für $d = 1,5$ mm durchläuft die Mach-Zahl bei Steigerung des Einlaßdruckes ein erstes Maximum bei ≈ 20 Torr, ein erstes Minimum bei ≈ 70 Torr, ein zweites Maximum bei ≈ 200 Torr und ein zweites Minimum bei ≈ 500 Torr. Während sich das erste Maximum, das erste Minimum und der anschließende Wiederanstieg von M in einem gleichsinnigen Verlauf der Strahlintensität widerspiegeln, ist die zweite Abnahme von M mit einer Intensitätszunahme verbunden. An den Oszillogrammen war zu erkennen, daß das zweite Minimum der Mach-Zahl auf der Verbreiterung der Laufzeitverteilung beim Einsetzen der Strahlkondensation beruht [5]. Die mit der Konden-

¹ Vgl. Abb. 8d der in [12] zitierten Arbeit; die im Gang befindliche Untersuchung zeigt, daß in einem schlitzförmigen Strahlerzeugungssystem bei unterkritischen Abschälerabständen ($d \lesssim X_B$) stromabwärts von der Abschäleröffnung ein System von sich kreuzenden, schrägen Verdichtungsstößen auftritt, auch wenn im Raum hinter dem Abschäler stark abgepumpt wird.

sation des Strahlgases zusammenhängenden Fragen werden im folgenden Abschnitt 4 behandelt. Hier interessieren zunächst nur das erste Maximum und das erste Minimum der Mach-Zahl und der Intensität, die auf die Ausbildung von Verdichtungsstößen zurückzuführen sind, wie sie bei den Schlierenaufnahmen stromabwärts von der Abschäleröffnung gefunden wurden². Ein Vergleich mit Abb. 4 zeigt, daß bei den entsprechenden Werten von p_0 die Gasdichte am Abschäler für die Ausbildung von Verdichtungsstößen bereits ausreicht.

Für größere Abschälerabstände als $d = 1,5$ mm ist die mit Intensitätsabnahme verbundene Verminderung der Mach-Zahl nach Abb. 5 mit wachsendem Abstand erwartungsgemäß zu höheren Drucken verschoben. Gleichzeitig ist der Effekt mit wachsendem Abschälerabstand stärker ausgeprägt. Dabei ergibt sich für bestimmte Einlaßdrucke ein relatives Minimum der Mach-Zahl in Abhängigkeit vom Abschälerabstand, auf das schon bei den in Abb. 1 dargestellten Messungen hingewiesen wurde. Die Verminderung der Mach-Zahl auf Grund von Verdichtungsstößen geht bei den hier untersuchten CO_2 -Strahlen mit wachsendem Abschälerabstand zunehmend in die Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung beim Einsetzen der Strahlkondensation über³.

In einer noch im Gang befindlichen Untersuchung soll mit Hilfe von Schlierenaufnahmen festgestellt werden, ob die stromabwärts von der Abschäleröffnung beobachteten Verdichtungsstöße durch geeignete Anpassung des Abschälerprofils an den Strömungsverlauf vermieden bzw. in ihrer Wirkung abgeschwächt werden können. Möglicherweise sind diese Verdichtungsstöße im wesentlichen durch die Divergenz der Strömung bedingt [13]. Daher ist auch zu untersuchen, ob bei den hier interessierenden Strahldimensionen und Gasdichten die Erzeugung einer Parallelströmung mit Hilfe einer geeignet geformten Laval-Düse Vorteile bringen kann.

Eine andere Möglichkeit, die im Überschallstrahl erreichbare hohe Mach-Zahl ohne Verlust auf den Molekularstrahl zu übertragen und eine entsprechend hohe Teilchenstromdichte im Hochvakuum zu erzielen, sollte darin bestehen, den Überschallstrahl direkt, d. h. ohne Abschäler, in einen Raum mit etwa 10^{-4} bis 10^{-5} Torr Gegendruck expandieren zu lassen. Dadurch erreicht man, daß der frei expandierende Gasstrahl auch bei Einlaßdrucken von der Größenordnung 1 atm bereits vor der ersten Blende (dem Kollimator

² Eine Abnahme der Strahlintensität mit steigendem Einlaßdruck könnte auch durch die Streuung des Molekularstrahls am Gasuntergrund im Raum hinter dem Abschäler hervorgerufen werden. Wir haben daher Vergleichsmessungen ausgeführt ($p_0 = 100$ Torr, $d = 4,0$ mm), bei denen durch erhöhten Druck auf dem Laufweg im Hochvakuum eine Abnahme der Strahlintensität um den Faktor 4 bewirkt wurde. Dabei ergab sich innerhalb einer Fehlergrenze von $\pm 2,5\%$ keine Änderung der Mach-Zahl. Damit dürfte die Streuung des Molekularstrahls am Gasuntergrund als Ursache für die Abnahme der Mach-Zahl bei steigendem Einlaßdruck nicht in Frage kommen.

³ In dem Druckbereich, in dem die Strahlkondensation noch keine Rolle spielt, ist die aus Abb. 5 folgende Abhängigkeit der Mach-Zahl und der Strahlintensität vom Einlaßdruck und vom Abschälerabstand in qualitativer Übereinstimmung mit dem Ergebnis der früheren Messungen an Wasserstoff-Molekularstrahlen, bei denen mit Sicherheit keine Kondensationseffekte beteiligt waren (Abb. 10 der in [3] zitierten Arbeit).

in der jetzigen Anordnung) zu molekularen Strömungsbedingungen übergeht¹. Bei Düsenquerschnitten von $\approx 10^{-3}$ cm² ist hierfür an dem Raum zwischen Düse und erster Blende eine Pumpe mit einer Volumensaugleistung von etwa 10^5 bis 10^6 Liter/sec erforderlich. Saugleistungen dieser Größenordnung lassen sich mit Kryopumpen realisieren [14].

4. Wirkung der Verdichtungsstöße in teilweise kondensierten Gasstrahlen

Die in Abb. 5 dargestellten Messungen zeigten bereits, daß sich in den hier verwendeten CO₂-Strahlen bei Einlaßdrücken über ≈ 300 Torr ein Teil der Molekeln auf Grund der van der Waals-Kräfte zu Agglomeraten zusammenlagert. Der aus früheren Untersuchungen bekannte Kondensationseffekt macht sich in der Laufzeitverteilung bei einem Einlaßdruck von ≈ 500 Torr als deutlich erkennbare Verbreiterung der Verteilungsfunktion, bei $p_0 \approx 700$ Torr durch das Auftreten eines zweiten Maximums auf der Seite kleinerer Geschwindigkeit bemerkbar [5]². Für $p_0 \geq 760$ Torr überwiegt in der Laufzeitverteilung in zunehmendem Maße der den kondensierten Bereichen zugeordnete Anteil, dessen Halbwertsbreite mit steigendem Einlaßdruck, als Folge der Massenzunahme der Agglomerate, stark abnimmt. Die Zusammenlagerung der Teilchen und die Einengung der Geschwindigkeitsverteilung bewirken den starken Anstieg der (auf Einzelmoleküle bezogenen) Intensität „kondensierter Molekularstrahlen“ mit steigendem Einlaßdruck [5], [10]. Im folgenden wird die Wirkung der Verdichtungsstöße auf die Geschwindigkeitsverteilung und Intensität kondensierter CO₂-Strahlen untersucht. Dabei waren Abweichungen vom Verhalten nicht-kondensierter Strahlen zu erwarten, weil Verdichtungsstöße in teilweise kondensierten Gasstrahlen neben einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit und der Temperatur auch eine Änderung der mittleren Masse der Agglomerate durch Verdampfen bewirken können.

Analog zu den in Abb. 1 dargestellten Versuchen wurde für $p_0 = 2340$ Torr bei den Expansionsverhältnissen $p_0/p_1 = 440, 1100$ und 2000 der Abstand Düse/Abschäler variiert; Abb. 6 zeigt für diese Versuche die aus der Laufzeitverteilung ermittelte Geschwindigkeit und die formelle Mach-Zahl der kondensierten Strahlen³

¹ Die schädliche Wirkung der vom Abschäler ausgehenden Verdichtungsstöße läßt sich offenbar nicht allein dadurch vermeiden, daß der Durchmesser der Abschäleröffnung auf die Größe einer mittleren freien Weglänge beschränkt wird, wodurch sich hinter dem Abschäler zwangsläufig molekulare Strömungsbedingungen ergeben würden. In diesem Fall dürfte jedoch der außerhalb des Abschälers liegende Verdichtungsstoß den auszublenenden Strahlkern teilweise überdecken (vgl. hierzu die in [8] und [9] zitierten Arbeiten).

² Bei der Auswertung der Oszillogramme für die in Abb. 5 dargestellten Versuche wurde stets eine Lavalverteilung [6] zugrunde gelegt, die an den beiden Halbwerten an die gemessene Laufzeitverteilung angepaßt war. Die Fälle, in denen die gemessene Laufzeitverteilung auf Grund des Kondensationseffektes deutlich von einer Lavalverteilung abweicht, sind in Abb. 5 durch gestrichelten Kurvenverlauf besonders bezeichnet. Das auf die Strahlkondensation zurückgeführte Minimum von M liegt für alle untersuchten Abschälerabstände beim gleichen Einlaßdruck ($p_0 \approx 500$ Torr). Der zum Einsetzen der Strahlkondensation erforderliche Einlaßdruck ist demnach in einem weiten Bereich vom Abschälerabstand unabhängig.

³ Aus der Laufzeitverteilung der kondensierten Strahlen konnten wegen der unbekanntenen Massenverteilung der Agglomerate nur die mittlere Strahlgeschwindigkeit sowie eine

sowie die Strahlintensität⁴. Für $p_0/p_1 = 440$ und $d \geq 4$ mm ist auch die Intensität des Molekülanteils eingetragen.

Als Wirkung des starken, von der Abschälerschneide abgelösten Verdichtungsstoßes beobachtet man, wie beim nicht-kondensierten Strahl, in einem kleinen Abstandsbereich eine relativ starke Abnahme der Geschwindigkeit, der formellen Mach-Zahl und der Intensität. Der kritische Abstand stimmt weitgehend mit dem entsprechenden Wert für den nicht-kondensierten Strahl überein (vgl. Abb. 1 und 2).

Ein Vergleich von Abb. 6 mit Abb. 1 zeigt, daß die relative Abnahme der Intensität auf Grund des

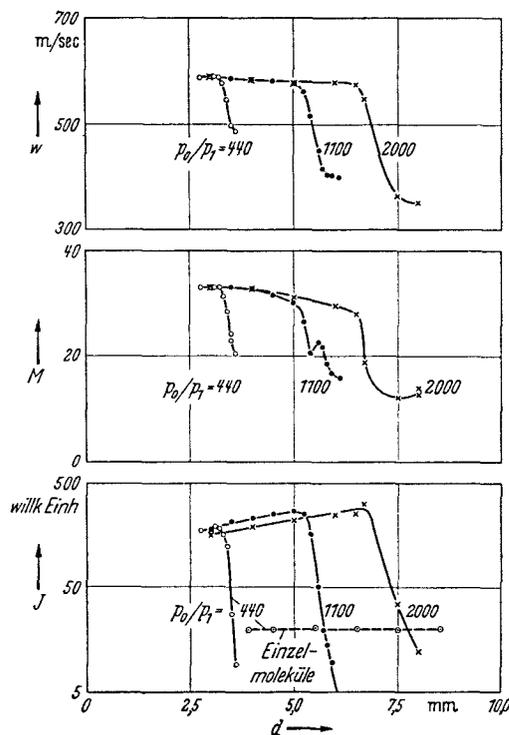


Abb. 6. Geschwindigkeit w , formelle Mach-Zahl M und Intensität J von „kondensierten“ CO₂-Strahlen beim Einlaßdruck $p_0 = 2340$ Torr für verschiedene Expansionsverhältnisse in Abhängigkeit vom Abstand Düse/Abschäler

Verdichtungsstoßes beim kondensierten Strahl wesentlich stärker ist als beim nicht-kondensierten, während die relative Änderung der Mach-Zahl in beiden Fällen ungefähr gleich ist. Die stärkere Intensitätsabnahme des kondensierten Strahls ist offenbar damit zu erklären, daß die Agglomerate beim Durchlaufen des Verdichtungsstoßes in zunehmendem Maße verdampfen⁵. Es ist daher auch verständlich, daß für

Angabe über die relative Halbwertsbreite der Geschwindigkeitsverteilung, aber nicht die Strahltemperatur gewonnen werden. Um an die Ergebnisse bei den nicht-kondensierten Strahlen anzuschließen, wurde für die kondensierten Strahlen eine analog zu Gl. (1) mit $\alpha = 1,4$ gebildete formelle Mach-Zahl angegeben [10].

⁴ Bei der aus dem Ionenstrom gewonnenen Intensitätsangabe ist zu berücksichtigen, daß die Ionisierungswahrscheinlichkeit von der Molekülzahl der Agglomerate abhängt. Der Effekt ist bei Einlaßdrücken $p_0 \geq 1500$ Torr an der Abhängigkeit des Ionenstroms von der Elektronenenergie zu erkennen. Die Intensitätsangabe in Abb. 6 ist daher nicht mehr streng proportional zu der auf Einzelmoleküle bezogenen Teilchenstromdichte des kondensierten Molekularstrahls, wie sie z. B. aus Staudruckmessungen folgt [10].

⁵ Da der Strömungszustand hinter dem von der Abschälerschneide abgelösten Verdichtungsstoß nicht sehr verschieden ist vom Zustand hinter dem Machschen Stoß der ungestörten Strömung ($\hat{p} \approx p_1, \hat{T} \approx T_0$, s. oben), ist klar, daß

den ins Hochvakuum gelangenden Rest der Agglomerate noch ein relativ hoher Wert der formellen Mach-Zahl gefunden wird ($M \approx 10-20$), obwohl der auf die Agglomerate entfallende Intensitätsanteil unter den der Einzelmoleküle sinkt.

An den in Abb. 6 dargestellten Kurven für die Expansionsverhältnisse 1100 und 2000 ist zu erkennen, daß der steile Abfall der Strahlintensität erst bei etwas größerem Abschälerabstand einsetzt als der steile Abfall von Geschwindigkeit und formeller Mach-Zahl. Diese Abweichung von dem in Abb. 1 dargestellten Verhalten nicht-kondensierter Strahlen dürfte damit zu erklären sein, daß die relativ großen Agglomerate beim Durchlaufen des Verdichtungsstoßes durch die ersten Zusammenstöße mit Strahlteilchen praktisch nur abgebremst werden; dagegen beginnt der Verdampfungsprozeß wegen der Notwendigkeit zur Übertragung der Verdampfungswärme erst nach einer entsprechend größeren Zahl von Zusammenstößen, d. h. nach einem längeren Laufweg in dem dichteren Gas hinter dem Verdichtungsstoß.

Die Verschiebung zwischen dem steilen Abfall von Geschwindigkeit und Mach-Zahl einerseits und dem der Strahlintensität andererseits konnte nicht bei noch höheren Einlaßdrücken untersucht werden, da für $p_0 \gtrsim 2500$ Torr bei Annäherung an den kritischen Abschälerabstand eine nahezu zeitlich periodische Veränderung der Laufzeitverteilung und der Intensität des kondensierten Molekularstrahls auftritt. Die Schwingungserscheinung ist so zu beschreiben, als ob der Verdichtungsstoß um eine Normallage oszillierte. Die Frequenz liegt in der Größenordnung von 10^4 sec^{-1} ; sie nimmt mit steigendem Einlaßdruck schwach zu.

Zur Größe der Agglomerate. Zur Überprüfung der oben gegebenen Interpretation der Versuche mit kondensierten CO_2 -Strahlen war eine ungefähre Kenntnis der mittleren Masse der Agglomerate in Abhängigkeit vom Einlaßdruck wünschenswert. Dazu wurde der Strahl aus kondensiertem CO_2 im Hochvakuum zwischen Unterbrecherscheibe und Detektor an einem unter 90° gekreuzten, räumlich eng begrenzten Gasstrahl gestreut und die Abnahme der Intensität sowie die Veränderung der Laufzeitverteilung für den in den Öffnungswinkel des Detektors fallenden Anteil des kondensierten CO_2 -Strahls gemessen¹. Für $p_0 \lesssim 900$ Torr zeigt der teilweise kondensierte Molekularstrahl nahezu das gleiche Streuverhalten wie ein Strahl aus Einzelmolekülen. In diesem Druckbereich dürften die kondensierten Bereiche im wesentlichen Mehrfachmoleküle $(\text{CO}_2)_N$ mit sehr kleiner Molekülzahl sein [$N \approx 2-5$]. Dagegen wurde für den Einlaßdruck $p_0 = 8100$ Torr aus der Persistenz des kondensierten CO_2 -Strahls abgeschätzt, daß die Molekülzahl N für den weitaus überwiegenden Anteil der Agglomerate über $\approx 2 \cdot 10^3$ liegen muß. Für den Einlaßdruck von 2340 Torr, der bei den in Abb. 6 dargestellten Messungen verwendet wurde, läßt sich eine mittlere Molekülzahl der Agglomerate von $N \gtrsim 50$ abschätzen².

bei den gewählten Versuchsbedingungen im *thermischen Gleichgewicht* hinter dem Stoß keine kondensierten Bereiche existieren können.

¹ Als Streugas dienen CO_2 und C_6H_6 . Der Streustrahl expandierte aus einer kleinen Laval-Düse in den Hochvakuumraum. Die Tiefe der Streuzone betrug etwa 6 mm, die Teilchendichte an dieser Stelle wurde zwischen $\approx 10^{14}$ und $\approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ variiert. Der Öffnungswinkel des Detektors betrug, vom Streuzentrum aus gesehen, $5,5^\circ$.

² Der starke Anstieg der mittleren Molekülzahl der Agglomerate mit dem Einlaßdruck folgt auch aus Messungen von HENKES [15] und von BECKER, KLINGELHÖFER und LOHSE (Abb. 7 der in [10] zitierten Arbeit).

Zusammenfassung

Bei der Erzeugung intensiver Molekularstrahlen mit Düsen müssen Verdichtungsstöße möglichst vermieden werden, da sie eine Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung und eine Verminderung der Teilchenstromdichte des Molekularstrahls bewirken. In der vorliegenden Arbeit werden die Bedingungen für das Auftreten sowie die Wirkung solcher Verdichtungsstöße durch Messung der Geschwindigkeitsverteilung und der Strahlintensität für den Fall untersucht, daß zur Strahlerzeugung eine konvergente Düse benutzt wird. Es wird gezeigt, daß unter bestimmten Bedingungen ein starker, mit dem Stoßsystem des frei expandierenden Gasstrahls zusammenhängender Verdichtungsstoß auftritt, der die Strahlintensität bei Strahlen aus Einzelmolekülen um etwa eine Größenordnung, bei Strahlen aus kondensierten Bereichen um nahezu zwei Größenordnungen herabsetzt. Auch wenn dieser starke, von der ersten Strahlblende, dem sog. Abschäler, abgelöste Verdichtungsstoß durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen vermieden wird, können stromabwärts vom Abschäler noch schwächere, von der Abschälerschneide ausgehende Verdichtungsstöße auftreten. Die Möglichkeiten zur Vermeidung dieser schwächeren Verdichtungsstöße werden diskutiert.

Herrn Professor Dr. E. W. BECKER danken wir für förderndes Interesse an der vorliegenden Arbeit und für wertvolle Diskussionen. Fräulein B. GEBAUER sind wir für die Hilfe bei den Versuchen und bei der Auswertung der Oszillogramme dankbar.

Literatur: [1] KANTROWITZ, A., and J. GREY: Rev. Sci. Instrum. **22**, 328 (1951). — [2] KISTIAKOWSKY, G. B., and W. P. SLICHTER: Rev. Sci. Instrum. **22**, 333 (1951). — [3] BECKER, E. W., u. K. BIER: Z. Naturforsch. **9a**, 975 (1954). — [4] BECKER, E. W., u. W. HENKES: Z. Physik **146**, 320 (1956). [5] BECKER, E. W., K. BIER u. W. HENKES: Z. Physik **146**, 333 (1956). — [6] HAGENA, O., u. W. HENKES: Z. Naturforsch. **15a**, 851 (1960). — [7] PARKER, H. M., A. R. KUHLETHAU, R. N. ZAPATA and J. E. SCOTT: Proceedings of the First International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, pp. 69—79. New York: Pergamon Press 1960. — [8] ZAPATA, R. N., H. M. PARKER and J. H. BODINE: Proceedings of the Second International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, pp. 67—81. New York: Academic Press 1961. — [9] SKINNER, G. T.: Phys. Fluids **4**, 1172 (1961). — [10] BECKER, E. W., R. KLINGELHÖFER u. P. LOHSE: Z. Naturforsch. **17a**, 432 (1962). — [11] LOHSE, P.: Diss. Karlsruhe 1962. — [12] BIER, K., u. B. SCHMIDT: Z. angew. Phys. **13**, 493 (1961) sowie eine im Gang befindliche Untersuchung von K. BIER, W. EHRFELD u. B. SCHMIDT. — [13] Vgl. R. COURANT and K. O. FRIEDRICH: Supersonic Flow and Shock Waves, § 148, S. 387 ff. New York: Interscience Publishers, Inc. 1948. — [14] Vgl. z. B. B. M. BAILEY and R. L. CHUAN: 1958 Fifth National Symposium on Vacuum Technology Transactions, S. 262 ff. New York: Pergamon Press 1959. — [15] HENKES, W.: Z. Naturforsch. **16a**, 842 (1961).

Dr. KONRAD BIER
und Dr. OTTO-FRIEDRICH HAGENA,
Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Institut für Kernverfahrenstechnik
der Technischen Hochschule