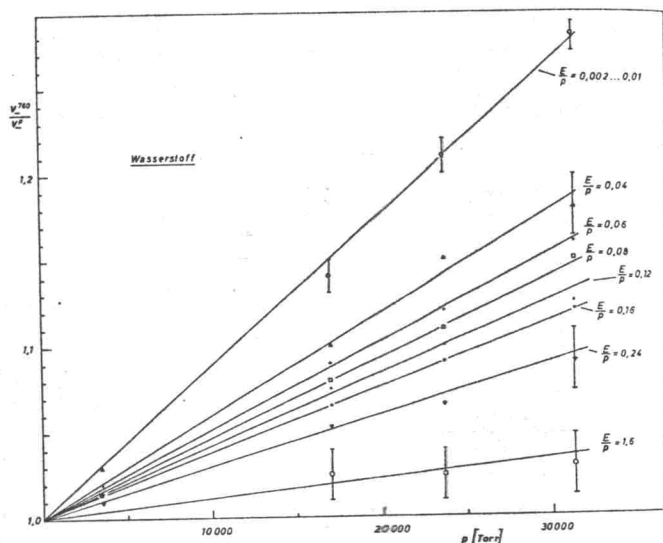


Abb. 8. Die reziproke Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Druck in H_2 .

darstellung gewonnenen Steigungen wieder, die mit zunehmendem E/p fallen und unterhalb $E/p = 0,01$ konstant bleiben.

Für die E/p -Werte oberhalb 1,6 ist das Ähnlichkeitsgesetz für Drücke bis zu 16 950 Torr innerhalb der Fehlergrenzen erfüllt. Nach neueren Kontroll-

messungen liegen die v_- -Werte bei $E/p = 3,0$ und 4,0 für 31 350 innerhalb der Fehlergrenzen der vorigen, zu den niedrigeren Drücken gehörigen v_- -Werte (vgl. 4). Deshalb ist auch in Wasserstoff eine Geradendarstellung wie in Abb. 8 für E/p -Werte oberhalb 1,6 nicht möglich.

Der Vergleich mit den Niederdruckwerten von LOWKE¹³ führt zu demselben Ergebnis wie in Stickstoff: Die Übereinstimmung ist im gesamten E/p -Bereich gut. Unsere Werte liegen bei kleinen E/p -Werten bis zu 2% über und bei großen E/p -Werten etwas unter denen von LOWKE. Die gleiche Tendenz finden HUBERT und PARKS¹⁵, die ebenfalls im Niederdruckbereich gemessen haben. Die Abweichung wieder dort am größten, wo von Lowke die höchsten Drücke benutzt worden sind. Die Werte von Lowke sind deshalb in Abb. 7 und 8 für E/p -Werte unter 0,03 als Bezugswerte benutzt worden.

E/p [V/Torr cm]	$1/p (v_{-760}/v_{-p} - 1) \cdot 10^4$ [1/Torr]
0,002 ... 0,01	$9 \pm 2\%$
0,04	$6 \pm 5\%$
0,06	$5,2 \pm 8\%$
0,08	$4,7 \pm 8\%$
0,12	$4,2 \pm 8\%$
0,16	$3,8 \pm 10\%$
0,24	$2,8 \pm 15\%$
0,32	$2,5 \pm 15\%$
0,50	$2,0 \pm 30\%$
0,8	$1,7 \pm 25\%$
1,6	$1,3 \pm 50\%$

Tab. 6. Die Steigung der Geraden aus Abb. 8 in H_2 .

¹⁵ G. S. HUBERT u. J. E. PARKS, J. Chem. Phys. 45, 262 (1966).

3. Diskussion der Ergebnisse

a) Energiebereich der Elektronen

Die Messungen reichen in N_2 gerade bis an den p -Bereich heran, für den die Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas stehen. Die E/p -Grenze, oberhalb der die Elektronen das thermische

Gas	Ar	He	N_2	H_2
E/p_{th}	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
E/p_{min}	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
E/p_{min}	1 eV	26 meV	50 meV	26 meV
E/p -Bereich des Druckeffektes	—	—	50 ... 400 meV	26 ... 400 meV

7. E/p_{th} und E/p_{min} für die untersuchten Gase Ar, He, N_2 und H_2 .

gleichgewicht verlassen (E/p_{th}), ist für die verschiedenen Gase zusammen mit dem kleinsten bei den Messungen benutzten E/p_{min} in Tab. 7 angegeben.

In He und H_2 reichen die Messungen etwas in den Bereich hinein, in Ar erstrecken sie sich auf einen Bereich, der deutlich oberhalb der Gleichgewichtslage liegt. Man ersieht das auch aus der doppelt-logarithmischen Darstellung der Abb. 3, 4 und 6, wo die Kurven asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden (Bereich des thermischen Gleichgewichts, siehe Pfeil in Abb. 3, 4 und 6). Die Messungen von PACK und PHELPS⁷ und LOWKE¹³, die in der Verlängerung unserer Meßpunkte nach kleineren E/p -Werten hin liegen, bestätigen dies.

b) Zum Druckeffekt

Es fällt zunächst auf, daß der Druckeffekt (Abnahme von v_- mit steigendem Druck für konstantes E/p) in den einatomigen Edelgasen nicht und in den zweiatomigen Molekülen N_2 und H_2 deutlich stark auftritt. Darüber hinaus ist der Effekt durch gekennzeichnet, daß er für E/p -Werte etwas oberhalb des thermischen Gleichgewichts vollkommen ausgeht. Ähnlich wie das vorstehende Ergebnis in den Messungen von HUBERT¹⁶ einen Druckeffekt (resonanzartiger Verzögerungsprozeß) im Bereich von 50 ... 100 meV, also oberhalb des thermischen Gleichgewichts. Dort gibt die Darstellung

¹⁶ HUBERT, Z. Naturforsch. 23a, 1228 (1968).
¹⁷ McDANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York 1964, pp. 125, 127, 128.

v_{-760}/v_{-p} ebenfalls eine Gerade, aus deren Steigung man die Größe $\nu \tau$ (ν = Anlagerungsfrequenz, τ = Lebensdauer) entnehmen kann.

Unsere Messungen in N_2 und H_2 ließen sich durch ähnliche Prozesse wie bei HUBERT erklären, die aber vorwiegend im Bereich von 30 meV liegen müßten. Dann ist zu erwarten, daß der Druckeffekt im gesamten E/p -Bereich des thermischen Gleichgewichts gleich groß ist (d. h. die relative Änderung von v_- ist gleich). Die Kurven für die höheren Drücke sollten asymptotisch zu Geraden mit der Steigung 1 werden. Das ist in Abb. 6 für H_2 eindeutig der Fall und scheint sich in Abb. 4 für N_2 anzudeuten, so daß ein solcher resonanzartiger Verzögerungsprozeß möglich ist. Er ist in N_2 und H_2 jedoch bisher nicht beobachtet worden. Strahllexperimente mit monochromatischen Elektronen zur Anregung von Resonanzen sind in diesem Energiebereich bisher nicht möglich.

Die Größe des Druckeffekts (relative Abnahme von v_- bei 42 at im E/p -Bereich thermischen Gleichgewichts) steigt in den mehratomigen Gasen in der Reihenfolge N_2 , H_2 und CO_2 (nach einer Mitteilung von H. LEHNING) an. Die gleiche Tendenz zeigen die Wirkungsquerschnitte für Impulsübertragung im thermischen Bereich¹⁷.

c) Zum Ähnlichkeitsgesetz

Das Ähnlichkeitsgesetz ist im Niederdruckbereich (bis 760 Torr) durch die Messungen anderer Autoren bestätigt worden. In He wird es z. B. durch die Messungen von¹² bis 500 Torr nachgewiesen. In Wasserstoff und Stickstoff von 300 °K bestätigen die Messungen von LOWKE¹³ das Ähnlichkeitsgesetz ebenfalls bis 500 Torr, in Wasserstoff von 77 °K sogar noch bis 2000 Torr.

Dagegen fand LOWKE in Stickstoff bei 77 °K unterhalb $E/p = 0,02$ von 500 ... 2000 Torr eine knapp über die Fehlergrenzen hinausgehende Abnahme von v_- mit steigendem Druck, die unverständlich blieb. Sie ging über die allein durch die Diffusion bedingte Abnahme von v_- , die sich durch eine Korrekturformel erfassen läßt, hinaus. Es ist möglich, daß sich darin der von uns bei Zimmertemperatur und höheren E/p -Werten gefundene Effekt andeutet.