

значены экспериментальные данные работы [5], квадратиками — некоторые результаты [6].

Большая часть результатов работы получена при начальном давлении в канале 0.2 мм рт. ст. и лишь режимы высоких скоростей  $V_s \geq 12$  км/сек<sup>-1</sup> осуществлялись при давлениях 0.1 и 0.085 мм. Отношение протяженности зоны релаксации к длине пробки  $D$  для характерных значений скоростей  $V_s = 8 \cdot 10 \cdot 13$  км/сек<sup>-1</sup> имело соответственно следующие значения: 0.03, 0.4, 0.3. Для таких значений  $D$  влияние пограничного слоя приводит к изменению максимальной абсолютной величины  $n_e$  на 1—2%, что по-видимому, не вносит практически ошибок в измерение протяженности зоны релаксации. Охлаждение газа в пробке вследствие излучения в условиях проверенных экспериментов можно также не учитывать (при  $V_s = 13$  км/сек на расстоянии от фронта 1—2 см температура газа к концу пробки уменьшается не более чем на 1—2%).

На фиг. 2 видно, что результаты работы в области скоростей  $V_s < 8.5$  км/сек<sup>-1</sup> хорошо согласуются с результатами [1], что указывает на корректность применения зондового метода для определения времени ионизации. В диапазоне скоростей 9—9.7 км/сек<sup>-1</sup> полученные результаты подтверждают выводы работы [6] о наличии сильного экстремума в области  $V_s \approx 9$  км/сек<sup>-1</sup>. Наблюдается также хорошее согласие с теоретическими результатами работы [7] (кривая II), что говорит о правильности выбранной в работе [7] расчетной модели.

Авторы благодарят В. М. Чернышева и И. А. Капрэяна за помощь при проведении эксперимента.

Поступила 29 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lin S. C., Neal R. A., Fyfe W. Rate of ionisation behind shock waves in air, I. Phys. Fluids 1962, vol. 5, N 12. Рус. перев.: Вопросы ракетной техники. 1964, № 4.
2. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionisation behind shock waves in air, II. Phys. Fluids 1963, vol. 6, No 3. Рус. перев.: Вопросы ракетной техники. 1964, № 5.
3. Frohn A., de Voer P. C. T. «Ion density profiles behind shock waves in air AIAA Journal 1967, vol. 5, No 2.
4. Баженова Т. В., Гвоздева А. Г., Лобастов Ю. С., Набоко И. М., Немков Р. Г., Предводителева О. А. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
5. Shearfman W. E., Taylor W. C., Use of ion probes in supersonic plasma flow. AIAA Journal, 1970, vol. 8, No 6. Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1970, т. 8, № 6.
6. Wilson J. Ionisation Rate in air behind high-speed shock waves. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No 10.
7. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. ТВТ, 1968, № 3.
8. Лосев С. А., Полянский В. П. О длине релаксационной зоны ионизации за фронтом сильной ударной волны в воздухе. Докл. СССР, 1968, т. 182, № 1.
9. Laframbois J. G. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless. Maxwellian plasma at rest. Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, suppl. 3. New York — London, Acad. Press, 1966.
10. Talbot L., Chow Y. S. Langmuir probes response in the transition Regime, Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, suppl. 5. New York — London, Acad. Press. 1969, pp. 1723—1737.

УДК 533.6.011.8

### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В РАЗРЕЖЕННОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ЗЕНФТЛЕБЕНА

В. Д. БОРМАН, Л. А. МАКСИМОВ, Б. И. НИКОЛАЕВ, В. И. ТРОЯН

(Москва)

Приведены результаты исследования влияния электрического поля на теплопроводность полярного газа  $\text{NF}_3$  (эффект Зенфтлебена) при низких давлениях.

Показано, что наблюдаемое в экспериментах отклонение зависимости  $\epsilon = f(V/p)$  ( $\epsilon = \Delta\kappa/\kappa$  — относительное изменение коэффициента теплопроводности  $\kappa$ ,  $V$  — разность напряжений между электродами цилиндрического датчика теплопроводности,  $p$  — давление газа) от теоретической —  $\epsilon = f(V/p)$  может быть связано с влиянием на теплопередачу взаимодействия молекул со стенкой. Зависимости эффективной теплопроводности  $\kappa$  от  $p$  и  $\epsilon$  от  $V$  и  $p$ , полученные теоретически при решении кинетического уравнения, в котором взаимодействие молекул со стенкой учитывается в

$\tau$ -приближении, согласуется с экспериментальными результатами лишь в области не слишком низких давлений.

Обычно параметры, характеризующие передачу тепла от разреженного газа к стенке, определяют из измерений эффективной теплопроводности. В частности, такие измерения позволяют определить один коэффициент аккомодации энергии молекул газа [1]. В многоатомных газах при столкновении молекулы со стенкой происходит передача не только поступательной, но и внутренней энергии молекул. Для описания теплопередачи в таких газах нужен не один коэффициент аккомодации, а по крайней мере два. В настоящей работе будет показано, что измерения эффекта Зенфтлибена могут дать дополнительную информацию о теплопередаче при низких давлениях и о характере взаимодействия молекул со стенкой.

Эффект Зенфтлибена заключается в изменении коэффициентов переноса молекулярных газов в магнитном или электрическом полях [2-8]. Действие электрического (или магнитного) поля на дипольные (или магнитные) моменты молекул вызывает процессию вращательного момента молекул. При этом изменяется среднее сечение столкновений (так как сечение зависит не только от относительной скорости сталкивающихся молекул, но и от ориентации их вращательных моментов), а следовательно, и коэффициенты переноса. Величина относительного изменения, например, коэффициента теплопроводности ( $\epsilon$ ) при не слишком малых давлениях определяется отношением частоты процессии ( $\gamma$ ) к частоте столкновений молекул ( $\nu$ ). А так как  $\gamma \sim dE$  и  $\nu \sim p$  ( $d$  — дипольный момент молекул,  $E$  — напряженность электрического поля), величина  $\epsilon$  является функцией отношения  $E/p$ .

При достаточно малых давлениях, когда длина свободного пробега становится сравнимой с размерами измерительной камеры, следует ожидать нарушения этой зависимости, что наблюдалось, например, в работах [3, 4]. Это нарушение может быть связано с соударениями молекул о стенку.

Строгое рассмотрение явлений переноса при низких давлениях требует решения кинетического уравнения с соответствующими граничными условиями. Однако качественное решение задачи можно получить, если учесть столкновения молекул со стенкой в  $\tau$ -приближении ( $\tau$  — время релаксации). В этом случае кинетическое уравнение принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)f - [dE] \frac{\partial f}{\partial M} = -I_{col} - \frac{1}{\tau} (f - f_0) \quad (1)$$

Здесь  $f_0$  — равновесная функция распределения;  $\mathbf{v}$ ,  $M$  — скорость и вращательный момент молекул, третий член слева описывает изменение функции распределения, связанное с процессией молекул [5, 6]. В правой части (1) к интегралу столкновений  $I_{col}$  добавлен член, описывающий релаксацию функции распределения за счет столкновений со стенкой.

Решая уравнение (1) методом, развитым в [6], можно получить следующие выражения для коэффициента теплопроводности  $\epsilon$ :

$$\kappa = \kappa_0 (1 + p_1/p) \quad (2)$$

$$\epsilon = -\frac{\epsilon^*}{2a} (1 + p_1/p)^{-1} (1 + p_2/p)^{-1} \ln \{ (\xi^2 + 1) [\xi^2 R_1^2 R_2^{-2} + 1]^{-1} \} \quad (3)$$

$$\xi = \frac{V}{p(1 + p_3/p)} \frac{\alpha}{aR_1} \quad (4)$$

Здесь  $a = \ln(R_2/R_1)$ ,  $\alpha$  — величина, зависящая от дипольного момента сечения рассеяния молекул и температуры;  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы платиновой нити, являющейся тепловым элементом, и корпуса камеры соответственно,  $V$  — разность потенциалов между нитью и корпусом,  $\kappa_0$  — коэффициент теплопроводности при больших давлениях,  $\epsilon^*$  — величина эффекта при достаточно больших давлениях  $p \gg p_1, p_2, p_3$  и при  $V/p \rightarrow \infty$ .

Выражение (3) получено для цилиндрической камеры, использованной в описанных здесь опытах. Параметры  $p_1, p_2$  и  $p_3$  связаны с временем релаксации  $\tau$ . График функции  $\epsilon = f(V/p)$  при больших давлениях представлен сплошной кривой на фиг. 1. Зависимости  $\kappa$  и  $\epsilon$  от  $1/p$  при фиксированном  $V/p$ , описываемые соотношениями (2) и (3), изображены на фиг. 2 и 3 сплошными линиями.

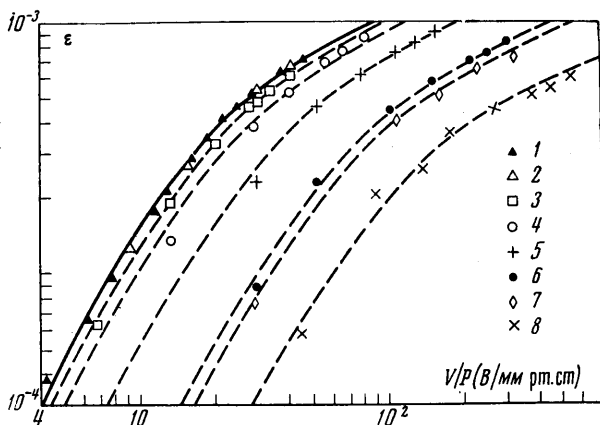
Зависимость теплопроводности и эффекта Зенфтлибена от давления исследовалась экспериментально в газе  $\text{NF}_3$  при комнатной температуре на установке, аналогичной описанной в работе [3], в области давлений  $p = 0.56 \div 16.2$  мм рт. ст. Теплопроводность газа измерялась с помощью датчика, представляющего собой стальную цилиндрическую камеру (внутренний радиус  $R_2 = 7.5$  мм, длина 150 мм), по оси которой была натянута платиновая нить радиуса  $R_1 = 25$  мк. Нить являлась одним из

плеч измерительного моста. Температура нити поддерживалась равной 120° С. Между нитью и стенкой создавалось электрическое поле ( $V \lesssim 600$  в).

Коэффициент теплопроводности газа можно определить из уравнения теплового баланса

$$(i^2 - i_0^2)r = \kappa B \Delta T \quad (5)$$

где  $r$  — сопротивление платиновой нити,  $B$  — постоянная камеры,  $\Delta T$  — разность температур между нитью и стенкой камеры.



Фиг. 1

На фиг. 2 приведено сравнение экспериментальной и теоретической зависимостей вида  $i^{-2} = f(p^{-1})$ . Видно, что экспериментальные точки в пределах ошибки измерений ложатся на теоретическую кривую, соответствующую (2) и (5). При этом величина  $p_1$  оказывается равной 1 мм рт. ст.

О величине  $\epsilon$  можно судить по измерению разбаланса моста, возникающему при включении поля. Абсолютные значения  $\epsilon$  определялись с помощью методики измерений, использованной Зенфтлиебом при исследовании теплопроводности  $O_2$  в магнитном поле [7]. Производилось два измерения напряжения разбаланса моста, вызываемого включением поля, а также изменением тока ( $\Delta i$ ) в общей цепи питания моста. Величина  $\Delta i$  подбиралась так, чтобы эти два напряжения разбаланса были равными. В этом случае, используя уравнение теплового баланса, можно получить следующую формулу для  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \frac{2}{(1 - i_0^2 i^{-2})} \frac{\Delta i}{i} \quad (6)$$

где  $i$  и  $i_0$  — ток через нить камеры, заполненной исследуемым газом и в вакууме соответственно.

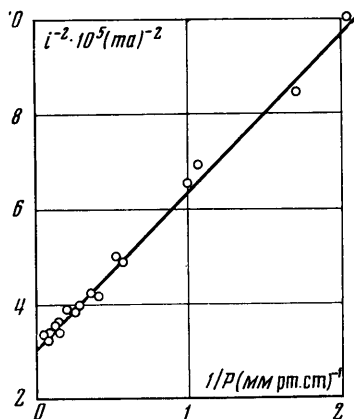
Относительная ошибка в определении  $\epsilon$  не превышала 10% во всех проведенных экспериментах.

На фиг. 1 приведены найденные значения  $\epsilon$  при различных  $V/p$  и давлениях: 1 —  $p = 16.2$  мм рт. ст., 2 — 12.8 мм рт. ст., 3 — 7.52 мм рт. ст., 4 — 3.77 мм рт. ст., 5 — 1.93 мм рт. ст., 6 — 1.00 мм рт. ст., 7 — 0.93 мм рт. ст., 8 — 0.56 мм рт. ст.

Совокупность экспериментальных данных можно описать выражением вида (на фигуре — штриховые линии)

$$\epsilon = \frac{f(p)}{2a} \ln \left\{ (\xi_1^2 + 1) \left[ \xi_1^2 \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^2 + 1 \right]^{-1} \right\} \quad \left( \xi_1 = \frac{a}{aR_1} \frac{V}{p} \right) \quad (7)$$

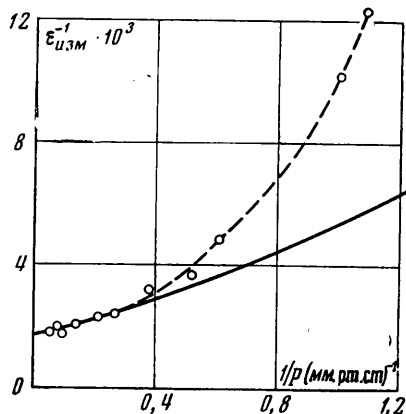
Теоретическая и экспериментальная зависимости  $\epsilon$  от  $V/p$  совпадают (ср. (3) и (7), если в (4) положить  $p_3 = 0$ ).



Фиг. 2

На фиг. 3 приведены экспериментальные значения  $\varepsilon^{-1}$ , полученные при разных давлениях и фиксированном отношении  $V/p$ . Сплошная кривая на этой фигуре изображает теоретическую зависимость (3)  $\varepsilon^{-1}$  от  $1/p$  при  $V/p = \text{const}$ . При построении этой кривой использовались значения  $p_1 = 1$  мм рт. ст. и  $p_2 = 0.6$  мм рт. ст.

Видно, что выражение (3) удовлетворительно описывает результаты эксперимента только при достаточно больших давлениях ( $p > 2$  мм рт. ст.).



Фиг. 3

следует, что экспериментальное исследование эффекта Зенфтлибена при низких давлениях может дать существенно новую информацию о коэффициентах аккомодации поступательной и внутренней энергии молекул, а теория этого эффекта может служить чувствительным критерием корректности различных приближенных методов решения кинетического уравнения с граничными условиями.

Авторы благодарят Л. Л. Горелика и В. В. Синицина за обсуждение результатов работы.

Поступила 4 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
2. Веепаккер J. J. M. The Influence of electric and magnetic fields on the transport properties of polyatomic dilute gases, in Festkörperprobleme VIII, ed. O. Madelung, Vieweg, Braunschweig, 1968.
3. Борман В. Д., Горелик Л. Л., Николаев Б. И., Синицын В. В., Троян В. И. Исследование теплопроводности полярных газов в электрическом поле. ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 6, стр. 1788.
4. Hermans L. J. F., Koks J. M., Hengeveld A. F., Кнаар Н. Ф. Р. The heat conductivity of polyatomic gases in magnetic fields. Physica, 1970, 50, 410.
5. Каган Ю. М., Максимов Л. А. Явления переноса в парамагнитном газе. ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 9, стр. 842.
6. Каган Ю. М., Максимов Л. А. Кинетическая теория газов с вращательными степенями свободы во внешнем поле. ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 12, стр. 1892.
7. Senftleben H., Pietzner J. Die Einwirkung magnetischer Felder and das Wärmeleitvermögen von Gasen, Ann. der Physic, 1933, Bd. 16, S. 907.

УДК 533.6.011.8

#### РАССЕЯНИЕ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА НА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ ГАЗА ПРИ СВОБОДНО-МОЛЕКУЛЯРНОМ РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Г. А. ЛУКЬЯНОВ

(Ленинград)

Методом Монте-Карло решается задача о рассеянии гиперзвукового потока на осесимметричной сверхзвуковой струе газа. Получены качественная картина и кривые существования свободно-молекулярного режима взаимодействия струи с окружающей средой.