

3. Сафарян М. Н., Скребков О. В. О классическом (диффузионном) и квантовомеханическом методах расчета кинетики $V - T$ -обмена и радиационной дезактивации двухатомных молекул. Препринт Ин-та проблем механики АН СССР, 1975, № 56.
4. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
5. Воробьев В. С. О распределении атомов по возбужденным состояниям в отсутствие равновесия.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 1.

УДК 533.6.011.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ГЕЛИЯ, НЕОНА И АРГОНА В ВАКУУМ ЧЕРЕЗ ДЛИННЫЙ ОДИНОЧНЫЙ КАПИЛЛЯР ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 295—490 К

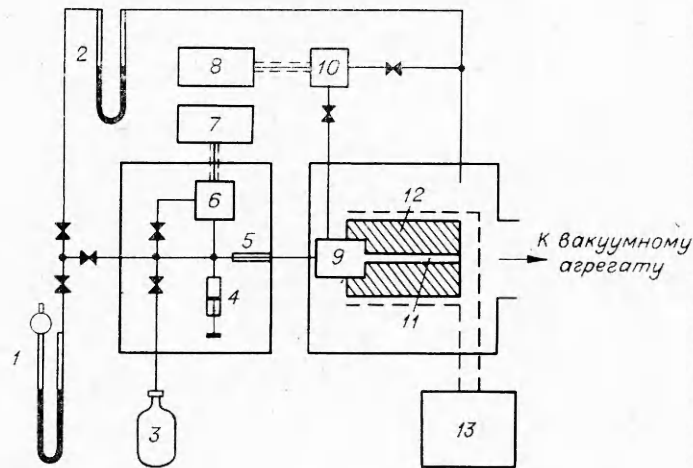
Б. Т. Породнов, А. Г. Флягин
(Свердловск)

Теоретические и экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время, свидетельствуют о том, что диффузно-зеркальная схема отражения стенок падающих на нее молекул, предложенная в работе [1], вполне применима для описания течения разреженных газов в различных капиллярных системах. Поэтому определенный интерес представляют исследования течения разреженных газов в широком интервале температур. Такие исследования позволяют получить дополнительную информацию о характере взаимодействия газа с твердым телом. Изучение зависимости проводимости капиллярных систем от температуры и рода газа, проведенное в области температур 77,2—293 К [2], показывает систематическое уменьшение проводимости капиллярных систем с ростом температуры. Результаты экспериментов при температурах 0—50°C [3] не позволяют обнаружить определенную тенденцию в поведении проводимостей капилляров и пористых образцов при различных температурах, что обусловлено как малым диапазоном использованных температур, так и значительной погрешностью эксперимента. В данной работе приведены результаты исследования истечения газов He, Ne и Ar в вакуум через длинный стеклянный капилляр методом стационарного потока при температурах 295; 395; 440 и 490 К в диапазоне чисел Кнудсена 4—200.

Исследование истечения газов в вакуум проводилось на экспериментальной установке, принципиальная схема которой изображена на фиг. 1. В качестве рабочего канала использовался стеклянный капилляр 11 с плавными стенками диаметром $(3,40 \pm 0,01)10^{-2}$ см и длиной $\sim 16,6$ см. Капилляр со стеклянной колбой 9 образует рабочую ячейку, помещенную в термостат 12, представляющий собой медный цилиндр с нагревателем, который включен в систему термостабилизации 13.

Расход газа в стационарном режиме определялся путем измерения величины перемещения калиброванного штока 4 за некоторый промежуток времени при постоянном давлении газа в системе измерения расхода. Для контроля постоянного значения давления газа в системе измерения расхода и измерения абсолютного давления в колбе использовались емкостные дифференциальные микроанометры с цифровым отсчетом 7 и 8 с датчиками давления 6 и 10 (чувствительность $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст./Гц). Принцип действия и конструкция микроанометров описаны в [4].

Исследуемый газ из баллона 3 напускался в систему измерения расхода, узлы которой находятся в термостатируемой масляной ванне, и через капилляр-натекатель 5 в рабочую ячейку. Давление газа в системе



Фиг. 1

напуска и измерения расхода определялось ртутным 1 и масляным 2 манометрами. Чистота исследованных газов была не хуже 99,8%.

Основными измеряемыми в эксперименте параметрами были объемный расход газа M при единичной разности давлений (или проводимость капилляра), разность давлений на концах капилляра Δp_0 и температура стенок капилляра и газа T .

Сравнение экспериментальных данных для различных газов проводилось в терминах относительного расхода газа ω как функции параметра δ , связанного с числом Кнудсена Kn соотношением

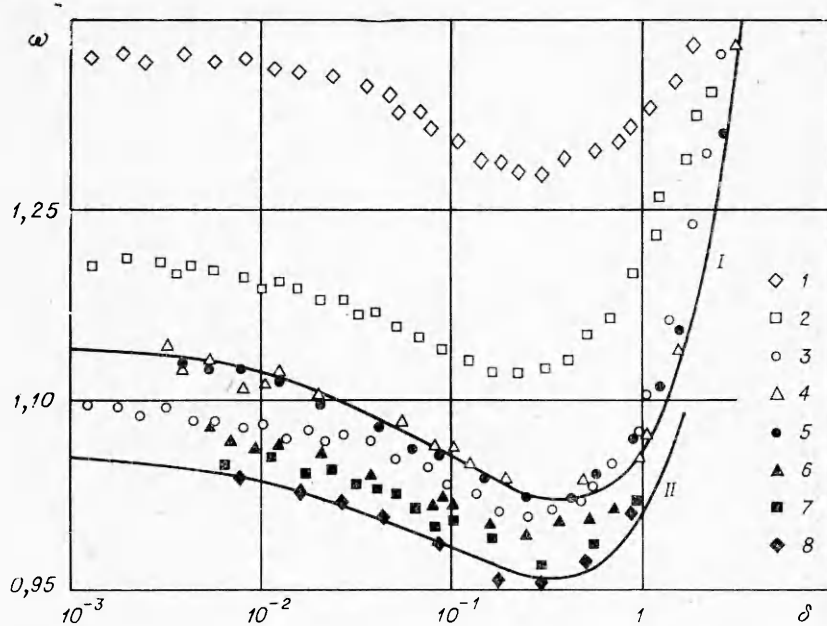
$$\delta = \frac{\sqrt{\pi} R}{2 \lambda} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{Kn},$$

где R — средний радиус капилляра; λ — средняя длина свободного пробега молекул, которая вычисляется для модели твердых сфер с использованием выражения для коэффициента вязкости во втором приближении Чепмена — Энскога. Относительный расход газа определяется отношением $\omega = M/M_0$ экспериментального расхода газа M к теоретическому расходу для свободномолекулярного режима M_0 в круглом длинном капилляре.

Так как в экспериментах датчик давления и рабочая ячейка находились при различных температурах (комнатная и выше соответственно), то в трубопроводе, соединяющем ячейку с датчиком, возникала разность давлений, обусловленная эффектом термомолекулярной разности давлений (ТРД). Разность давлений на концах капилляра Δp_0 в этом случае определяется в виде

$$\Delta p_0 = \Delta p + \Delta p_1,$$

где Δp — разность давлений, регистрируемая датчиком микроманометра; Δp_1 — разность давлений, обусловленная эффектом ТРД. Величина Δp_1 вычислялась по методике, предложенной в [5]. Эта поправка растет с увеличением температуры газа в рабочей ячейке и числа Кнудсена, в области больших чисел Кнудсена она не превышала 15% в случае наибольшей разности температур и была практически несущественной при



Фиг. 2

$\delta > 0,4$. Погрешность в определении поправки Δp_1 не превышала 2—3%.

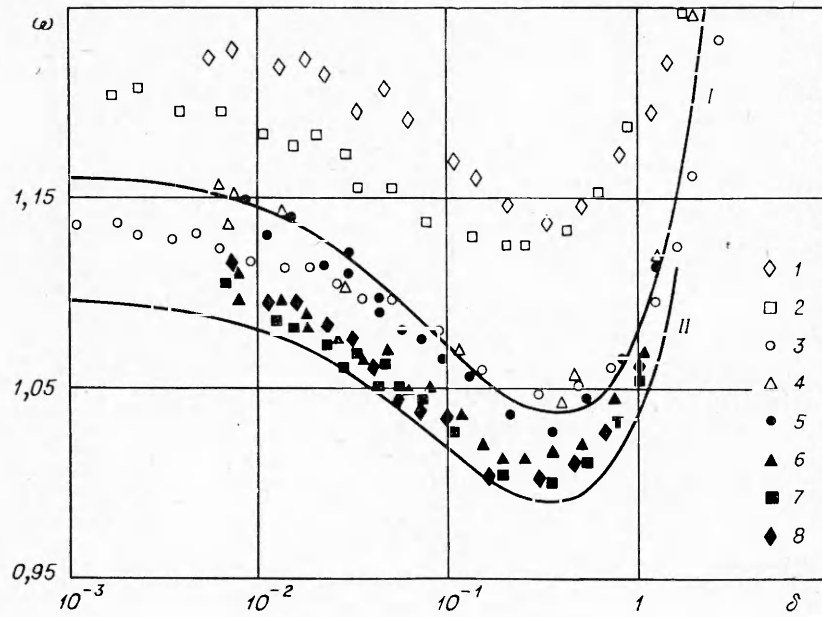
Приведенные на фиг. 2 экспериментальные зависимости $\omega(\delta)$ для Ne подтверждают влияние температуры на проводимость капиллярных систем. На фиг. 2 точки 1—3 соответствуют температурам 77,2; 194,7 и 293 К [2], а точки 5—8 — наши данные для температур 295; 395; 440 и 490 К соответственно. Точки 4 получены в экспериментах [6] на одиночном капилляре методом нестационарного потока.

Отличие результатов данной работы от работы [2] при температуре 293 К можно объяснить тем, что эксперименты в [2] проводились на капиллярном сите, в котором капилляры были неодинаковыми по диаметру. Поэтому средний радиус капилляра определялся в [2] косвенным путем — с помощью экспериментов на Xe, отражение молекул которого от стенок предполагалось полностью диффузным. Кривые I, II на фиг. 2 соответствуют теоретическим данным [7, 8] для коэффициентов аккомодации тангенциального импульса $\epsilon = 0,93$ и $0,97$ соответственно.

На фиг. 3, 4 представлены зависимости $\omega(\delta)$ для Ne и Ag соответственно. Все обозначения те же, что и на фиг. 2. Кривые I, II на фиг. 3 соответствуют теоретическим данным [7, 8] для $\epsilon = 0,92$ и $0,95$, а на фиг. 4 — для $\epsilon = 0,96$ и $0,98$ соответственно.

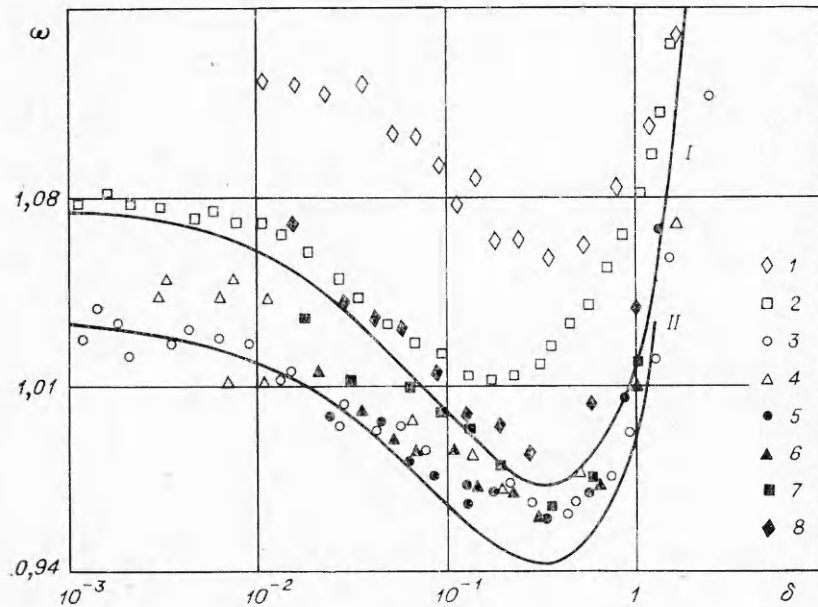
Сравнение экспериментальных результатов показывает, что если для Ne (см. фиг. 2) наблюдается систематическое уменьшение относительного расхода $\omega(\delta)$ (или проводимости капилляра M) с ростом температуры при любых числах Кнудсена (или параметра δ), то для Ne (см. фиг. 3) такое уменьшение менее выражено: данные при 395; 440 и 490 К практически совпадают. Однако общий характер зависимости $\omega(T)$ такой же, что и для Ne. В экспериментах на Ag (см. фиг. 4) наблюдается обратный эффект — увеличение проводимости капилляра с увеличением температуры выше комнатной.

На фиг. 5 приведены данные экспериментов для Ne, He и Ag (точки 1—3 соответственно) при температурах 295 и 490 К (светлые и темные точ-

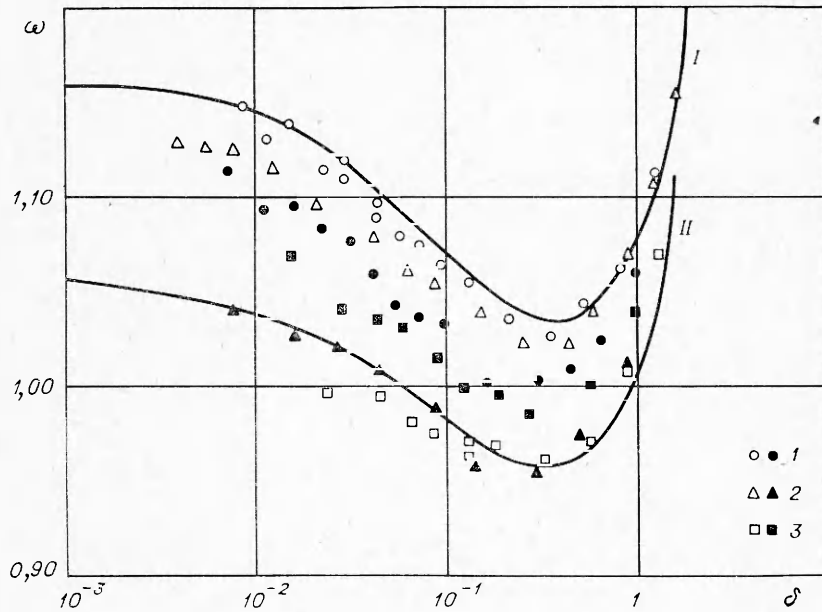


Фиг. 3

ки соответственно). Наблюдается тенденция к сближению значений расходов различных газов с ростом температуры. Причем обнаруживается аномалия в зависимости $\omega(T)$ для Ag по сравнению с He и Ne с ростом T . Хорошее соответствие экспериментальных зависимостей $\omega(\delta)$ теоре-



Фиг. 4

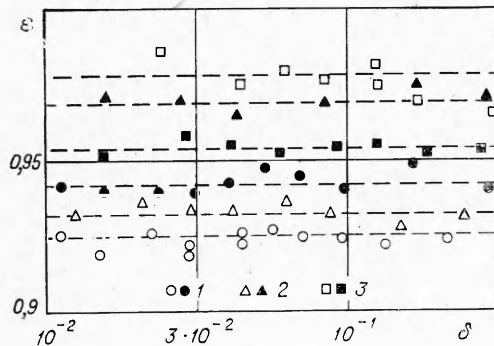


Фиг. 5

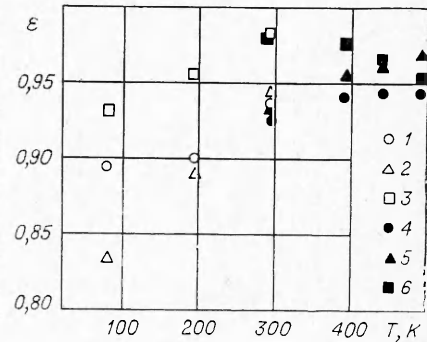
тическим кривым (см. фиг. 2—4) в области $\delta < 0,4$ позволило провести дальнейшую обработку экспериментальных данных. Обработка заключалась в вычислении для каждого экспериментального значения $\omega(\delta)$ величины коэффициента аккомодации тангенциального импульса ϵ молекул на стенке с помощью протабулированных для широкого ряда ϵ теоретических данных [7, 8]. Некоторые из найденных таким образом значений ϵ представлены на фиг. 6. Здесь точки 1—3 соответствуют Ne, He и Ar при температурах 295 и 490 К (светлые и темные точки соответственно), а штриховые линии соответствуют средним значениям ϵ . Усредненные значения ϵ для всех исследованных газов и температур с соответствующими среднеквадратичными погрешностями $\Delta\epsilon \cdot 10^3$ приведены в таблице.

На фиг. 7 представлены зависимости $\epsilon(T)$ в области температур 77—293 К [2] (светлые точки) и 295—490 К (темные точки) для Ne, He и Ar (точки 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 соответственно). Видно, что с увеличением температуры коэффициенты аккомодации увеличиваются. Причем скорость возрастания ϵ наибольшая для He в области $T < 295$ К. При $T > 295$ К значения ϵ для He увеличиваются, для Ne остаются практически постоянными, а для Ar уменьшаются. Для расхода также наблюдается аномалия в зависимости коэффициента аккомодации ϵ для аргона

Газ	295		395		440		490	
	ϵ	$\Delta\epsilon \cdot 10^3$	ϵ	$\Delta\epsilon \cdot 10^3$	ϵ	$\Delta\epsilon \cdot 10^3$	ϵ	$\Delta\epsilon \cdot 10^3$
He	0,932	+2	0,954	±2	0,961	±2	0,969	±2
Ne	0,925	±2	0,941	±2	0,943	±2	0,942	±2
Ar	0,977	±3	0,973	±3	0,964	±3	0,954	±3



Фиг. 6



Фиг. 7

от температуры по сравнению с другими газами: при $T = 295$ К значение ϵ наибольшее.

К сожалению, какого-либо количественного объяснения обнаруженного поведения коэффициентов аккомодации тангенциального импульса от температуры для исследованных газов в настоящее время дать трудно ввиду отсутствия теоретического описания эффектов взаимодействия газов с поверхностью и их влияния на макрохарактеристики потока вблизи поверхности.

С точки зрения качественной полученные экспериментальные результаты подтверждают в целом предположение, высказанное в [2], что причиной увеличения коэффициента аккомодации тангенциального импульса с увеличением температуры является, по-видимому, слой легкоконденсируемых газовых примесей и паров воды на поверхности стенок капилляра. Этот слой при низких температурах закрывает все макро- и микрошероховатости стенок и экранирует потенциальное поле сил поверхностных атомов или молекул, стимулируя зеркальное отражение падающих на стенку молекул. С возрастанием температуры толщина этого слоя уменьшается, в результате чего обнажаются макро- и микрошероховатости стенок. Это приводит к увеличению доли диффузно-отраженных от стенки молекул, а следовательно, к уменьшению проводимости капилляра (или расхода газа), как показано в [9].

При $T > 400$ К на поверхности стенок капилляра находятся в основном пары воды в связанном состоянии, которые закрывают микрошероховатости; макрошероховатости же, очевидно, полностью обнажены. В этом случае доля диффузно-отраженных молекул для всех газов практически одинакова. Однако и в этой области температур зависимости $\epsilon(T)$ для исследованных газов различаются, что обусловлено, по-видимому, различием в индивидуальных свойствах взаимодействия газовых молекул с поверхностными атомами или молекулами.

Таким образом, круг предположений и достаточно строгих выводов ограничен тем, что отсутствуют теоретические работы в данной области исследования, а полученные экспериментальные результаты являются практически единственными в настоящее время. Проведение аналогичных экспериментов при больших температурах и с капиллярами из других материалов является, видимо, необходимым для получения дальнейшей информации о взаимодействии газ — твердое тело.

Поступила 30 VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Maxwell J. C. On stresses in rarefied gases arising from inequalities of temperature.— In: Maxwell J. C. the Scientific Papers. Vol. 2, 1927.
2. Акиншин В. Д., Борисов С. Ф., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Экспериментальное исследование течения разреженных газов в капиллярном сите при различных температурах.— ПМТФ, 1974, № 2.
3. Lund L. M., Berman A. S. Flow of noble gases at low pressures through porous media and capillaries.— *J. Chem. Phys.*, 1958, vol. 28, p. 363—364.
4. Борисов С. Ф., Калинин Б. А., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Микроманометр с цифровым отсчетом.— «Приборы и техника эксперимента», 1972, № 4.
5. Черняк В. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Применение вариационного метода к задаче о термомолекулярной разности давлений в цилиндрическом капилляре.— «Ипж.-физ. журн.», 1974, т. 26, с. 446—450.
6. Борисов С. Ф., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Экспериментальное исследование течения газов в капиллярах.— ЖТФ, 1972, т. 42, с. 1310—1314.
7. Черняк В. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Движение разреженного газа в длинных трубах с аккомодирующими стенками.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 2420—2426.
8. Suetin P. E., Porodnov B. T., Chernjak V. G., Borisov S. F. Poiseuille flow at arbitrary Knudsen numbers and tangential momentum accommodation.— *J. Fluid Mech.*, 1973, vol. 60, p. 581—592.
9. Породнов Б. Т., Суетин П. Е., Борисов С. Ф., Неволин М. В. Влияние шероховатости стенок на вероятность прохождения молекул в плоском канале.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1972, № 10.

УДК 536.629.7

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСТЕКАНИЯ ТЕПЛА
В ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ СЛОЕ
НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ
ГРАДИЕНТНЫМ МЕТОДОМ**

Э. Н. Вознесенский, В. И. Немченко

(Москва)

Одним из широко известных методов измерения теплового потока является стационарный градиентный метод, или метод вспомогательной стенки [1]. Однако этим методом, несмотря на его высокую чувствительность и относительную простоту, сравнительно редко пользуются в модельном газодинамическом эксперименте. Практически отсутствуют сведения о применении метода вспомогательной стенки в исследованиях теплообмена, проводимых на моделях в аэродинамических установках низкой плотности. Основными причинами, препятствующими его широкому использованию в подобного рода измерениях, являются недостаточное пространственное разрешение индивидуальных тепломеров при относительно малых размерах самих моделей и областей воздействия газового потока и появление в ряде случаев температурных «ступенек» на поверхности исследуемой модели в местах установки тепломеров. Указанные недостатки, однако, в значительной степени устраняются при осуществлении метода вспомогательной стенки в постановке, которая предложена в работе [2] для тел с плоской или слабо искривленной поверхностью. Смысл предложенной реализации заключается в следующем: термостатированный каким-либо образом корпус модели покрывается слоем малотеплопроводного материала (измерительным слоем), столь тонким, что растекание тепла в нем в наиболее важных с точки зрения теплообмена местах становится несущественным. При этом локальный перепад температуры на противоположных сторонах слоя с известной теплопроводностью материала $\lambda = \text{const}$ пропорционален местному значению падающего теплового потока, и задача сводится к тому, чтобы зафиксировать этот перепад температуры с необходимой точностью. Измерение распределения разности температур между поверхностями измерительного слоя выполняется дифферен-