

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Б. Варгафтик, Н. Х. Зими́на, Теплопроводность азота при высоких температурах, *ТВТ*, 1964, том 2, выпуск 6, 869–878

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.83

21 января 2025 г., 11:43:42



УДК 536.23 : 546.17

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ АЗОТА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*Н. Б. Варгафтик, Н. Х. Зимина*

Проведено экспериментальное исследование теплопроводности азота в области температур от 0 до 1000°С при давлениях  $p \leq 1$  атм.

Сопоставлены и обобщены имеющиеся в литературе данные по теплопроводности азота. Показано, что расхождения, наблюдавшиеся между результатами различных авторов, являются следствием недостаточно строгого учета температурного скачка. После внесения необходимых поправок имеется хорошее согласование между данными различных исследователей и теоретическими соотношениями, полученными в последнее время для многоатомных газов.

В течение длительного времени экспериментальные данные по теплопроводности азота были известны в основном до 500°С. Весьма тщательные измерения теплопроводности до этой температуры, проведенные в Бюро стандартов США методом плоского горизонтального слоя [1], вполне удовлетворительно согласуются с результатами опытов, полученными методом нагретой нити [2].

Опытные данные Шотки [3], полученные до 500°, дают несколько более слабую зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda$  азота от температуры. Но весьма большие расхождения имеются между результатами опытов различных авторов при  $t > 500^\circ$  и  $p \approx 1$  атм. Ротман [4] провел измерения  $\lambda$  азота методом коаксиальных цилиндров (серебряные цилиндры) до  $t = 775^\circ$ . Вайнс [5] — тем же методом (цилиндры из платины) до  $t = 900^\circ$ , Шефер и Райтер [6] — методом нагретой нити до  $t = 1100^\circ$ . Опытные данные Шефера и Райтера, начиная с 500°, резко отличаются от результатов опытов предыдущих исследований [4, 5]. Они систематически ниже, причем с повышением температуры эти расхождения увеличиваются.

Опытные данные Стопса по азоту [7, 4] в области высоких температур имеют очень большой разброс. По ним нельзя надежно определить температурную зависимость для  $\lambda$ .

Целью настоящей работы было проведение тщательных измерений теплопроводности азота при  $p \leq 1$  атм в сравнительно широком диапазоне температур с учетом по возможности достаточно точно всех необходимых поправок. Кроме того, была сделана попытка проанализировать методики, а также результаты опытов различных авторов с тем, чтобы выявить причины расхождений, которые особенно велики при высоких температурах. Опыты проводились на установке, работающей по методу нагретой нити, подробное описание которой приведено в статье, посвященной теплопроводности аргона [8]. Там же описаны поправки на отвод тепла с концов, излучение, перепад температуры в стенке кварцевой трубки и на температурный скачок. Однако при внесении поправки на температурный скачок для азота выявились некоторые особенности.

Поэтому более подробно рассмотрим вопрос об учете этой поправки.

Укажем, что в основной расчетной формуле

$$\lambda = A \frac{Q}{\Delta t_{\text{газ}}}, \quad (1)$$

где  $A$  — постоянная прибора;  $Q$  — количество тепла, переданное теплопроводностью сквозь слой газа;  $\Delta t_{\text{газ}}$  (разность температур в слое газа) определяется из графика  $\Delta t = f(1/p)$  путем экстраполяции на  $p = \infty$  ( $1/p = 0$ ) при  $Q = \text{const}$ . Это делается согласно известной формуле для температурного скачка [9]

$$\Delta t = \Delta t_{\text{газ}} + B(1/p), \quad (2)$$

где  $\Delta t$  — перепад температуры между проволокой и внутренней поверхностью стенки измерительной трубки;  $B$  — величина, зависящая от физических свойств газа и материала проволоки, а также геометрии прибора.

Поправка на величину температурного скачка для данного давления будет иметь вид

$$\delta t_p = \frac{\Delta t_p - \Delta t_{\text{газ}}}{\Delta t_p}. \quad (3)$$

Индекс  $p$  относится к давлению газа в опыте.

Эта же формула может быть представлена в более развернутом виде [10]

$$\delta t_{\text{ск}} = \frac{(\Delta t/Q)_p - \frac{\ln r_2/r_1}{2\pi l}}{(\Delta t/Q)_p} = \left[ \frac{(A/p) (\sqrt{T_1}/r_1 + \sqrt{T_2}/r_2)}{\frac{\ln r_2/r_1}{2\pi l}} \right], \quad (4)$$

где

$$A = \frac{K(2 - \alpha)}{2\pi l \alpha}, \quad (5)$$

$$K = \sqrt{\frac{2\pi M}{R}} \frac{1}{2(c_v/R + 1/2)}. \quad (6)$$

В приведенных уравнениях  $\alpha$  — коэффициент аккомодации;  $M$  — молекулярный вес;  $c_v$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме;  $R$  — газовая постоянная;  $p$  — давление газа;  $r_2$  — радиус наружного цилиндра;  $r_1$  — радиус нити (радиус внутреннего цилиндра);  $l$  — длина рабочего участка.

Величина  $K$  зависит только от свойств газа. Подставляя уравнения (5) и (6) в (4), получаем

$$\delta t_{\text{ск}} = \frac{\lambda K(2 - \alpha) (\sqrt{T_1}/r_1 + \sqrt{T_2}/r_2)}{\alpha \ln r_2/r_1} \frac{1}{p}. \quad (7)$$

Рассмотрим поправку на температурный скачок для двух частных случаев: метода нагретой нити и метода коаксиальных цилиндров.

В первом случае, когда выполняются условия  $r_2 \gg r_1$  и  $T_1 \approx T_2$ , формула (7) принимает вид

$$\delta t_{\text{ск}}(\%) \approx \frac{K'}{r_1 \ln r_2/r_1} \frac{f}{p}, \quad (8)$$

где

$$K' = \frac{100\alpha K(2 - \alpha)\sqrt{T_1}}{\alpha}. \quad (9)$$

Причем явление температурного скачка, как показано в работе [4], в методе нагретой нити сказывается только у поверхности проволоки — источника тепла, т. е. там, где велик градиент температуры.

В случае метода коаксиальных цилиндров положение иное. Здесь температурный скачок имеет место на обоих цилиндрах. Так как  $r_2 \approx r_1$ ,

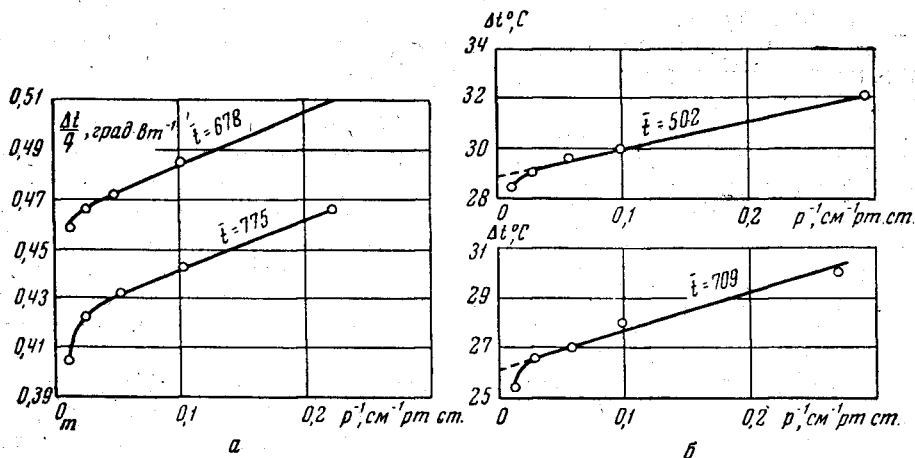


Рис. 1. а — зависимость  $\Delta t = f(1/p)$  в опытах Ротмана; б — зависимость  $\Delta t = f(1/p)$  в наших опытах

$T_2 \approx T_1$ ,  $r_2/r_1 = 1 + \delta/r_1$ , где  $\delta = r_2 - r_1$  — ширина зазора между цилиндрами, то  $\ln(1 + \delta/r_1) \approx \delta/r_1$  и поправка на температурный скачок для метода коаксиальных цилиндров будет

$$\delta t_{\text{ск}}(\%) \approx \frac{2K'}{\delta} \frac{1}{p}. \quad (10)$$

Соответственно отношение поправок на величину температурного скачка в двух установках, выполненных по методу нагретой нити для данного газа при условии равенства температуры и давления, выражается уравнением

$$N = \frac{(\delta t_{\text{ск}})_1}{(\delta t_{\text{ск}})_2} = \frac{r_2 \ln R_2/r_2}{r_1 \ln R_1/r_1}, \quad (11)$$

где  $R$  — внутренний радиус измерительной трубки.

Для метода коаксиальных цилиндров в аналогичном случае получаем

$$N = \frac{(\delta t_{\text{ск}})_1}{(\delta t_{\text{ск}})_2} = \frac{\delta_2}{\delta_1}. \quad (12)$$

Для ряда газов имеется линейная зависимость (как и предсказывает теория) величины температурного скачка от  $1/p$ . До  $500^\circ$  для всех без исключения газов точки практически укладываются на прямой. Выше  $500^\circ$  вплоть до  $900^\circ$  вид линейной зависимости сохраняется у инертных газов, в частности у аргона и гелия.

В этом отношении исключением является азот, для которого прямая имеет место при малых давлениях, приблизительно до  $250 \text{ мм рт. ст.}$

При более высоких давлениях, в частности при  $p = 1 \text{ атм.}$ , наблюдается устойчивое выпадение первой точки на  $2\%$  по отношению к прямой, проведенной по точкам, соответствующим более низким давлениям. Хотя это отклонение мало и близко к погрешности экспериментальных данных,

оно носит систематический характер. Этот эффект наблюдается при всех температурах от 500 до 900° (рис. 1).

Впервые этот эффект был отмечен в [2]. Он же проявляется в опытах Шефера по азоту, если воспользоваться его экспериментальными данными [6] и построить график  $\lambda = f(p)$ . Зависимость  $\lambda = f(p)$  аналогична зависимости  $\Delta t = f(1/p)$ .

Подобное же явление отмечалось и в работе [4], где использовался метод коаксиальных цилиндров. На рис. 1, в воспроизведены результаты, полученные в [4].

Автор, встретившись с этим явлением, старался объяснить его конвекцией, хотя сам же опровергал свои рассуждения, указывая, что внутри зазора меньше 1 мм не может быть конвекции. Действительно, предположение о конвекции в этом случае необходимо отбросить, так как в случаях опыта с разреженными газами при малых зазорах меньше 1 мм величина  $GrPr$  порядка единицы. Известно, что конвекция возникает при  $GrPr > 1000$ . Надо отметить, что в случае нашей установки кварцевые пробки, центрирующие нить, исключают наличие конвекции внутри измерительной трубки.

Кроме того, величина конвекции с увеличением температуры, как можно показать, если учесть зависимость  $\eta$ ,  $\rho$  и  $\beta$  от  $T$ , уменьшается  $\sim 1/T^5$ . Поэтому отклонение точек от прямой никак нельзя объяснить конвекцией.

Можно предположить, что это явление вызвано изменением условий на поверхности платиновой проволоки с повышением давления и, следовательно, некоторым изменением коэффициента аккомодации.

При сравнительно малых давлениях величина температурного скачка достаточно велика и точки в координатах  $\Delta t$  и  $1/p$  хорошо укладываются на одну прямую. При давлениях, близких к атмосферному, когда скачок становится незначительным, проявляются вторичные эффекты, по-видимому, связанные с некоторым непостоянством коэффициента аккомодации.

Таблица 1

Экспериментальные значения теплопроводности азота, полученные в опытах для  $p \leq 1$  атм

№№ точек	$t$ , °C	$Q$ , кал·час <sup>-1</sup>	$Q_{изл}$ , кал·час <sup>-1</sup>	$\Delta Q_K/Q$ , %	$\Delta t_{газ}$	$\lambda \cdot 10^4$ кал × (см·сек·град) <sup>-1</sup>
1	30,6	85,25	0,4	1,4	11,81	638
2	50,1	253,72	1,6	1,36	33,62	666
3	313	387,54	12,2	1,13	31,35	1062
4	404	165,32	6,81	1,1	11,51	1195
5	417,6	426,28	18,9	1,1	29,57	1195
6	492	180,39	10,5	1,1	11,68	1280
7	502	454,80	27,6	1,1	29,05	1290
8	701	208,93	24,07	1,1	10,68	1520
9	709	505,75	60,61	1,1	26,00	1510
10	848	226,16	40,22	1,1	9,92	1660
11	861	745,15	140,14	1,1	31,6	1690

Примечание.  $Q$  — общее количество тепла, выделяемое нитью;  $Q_{изл}$  — количество тепла, идущее на излучение за единицу времени;  $t$  — температура отнесения опыта;  $\Delta t_{газ}$  — истинный перепад температуры в слое газа;  $\Delta Q_K/Q$  — доля общего потока тепла, приходящегося на отвод концами, в %.

ции при высоких температурах, что и приводит к очень малому, но все же заметному отклонению точек от прямой. Поскольку в области пониженных давлений зависимость температурного скачка от  $1/p$  описывается хорошо прямой  $\Delta t = f(1/p)$ , то мы, так же как и Ротман, воспользовались ею для определения  $\Delta t_{газ}$ .

Табл. 1 содержит данные опытов по теплопроводности азота, полученные в настоящей работе.

На рис. 2 представлены результаты предыдущих исследований теплопроводности азота различными авторами. Как видно из рис. 2, несмотря на большое количество работ, имеется значительный разброс данных, начиная с  $500^{\circ}\text{C}$ . В связи с этим рассмотрим подробно отдельные исследования.

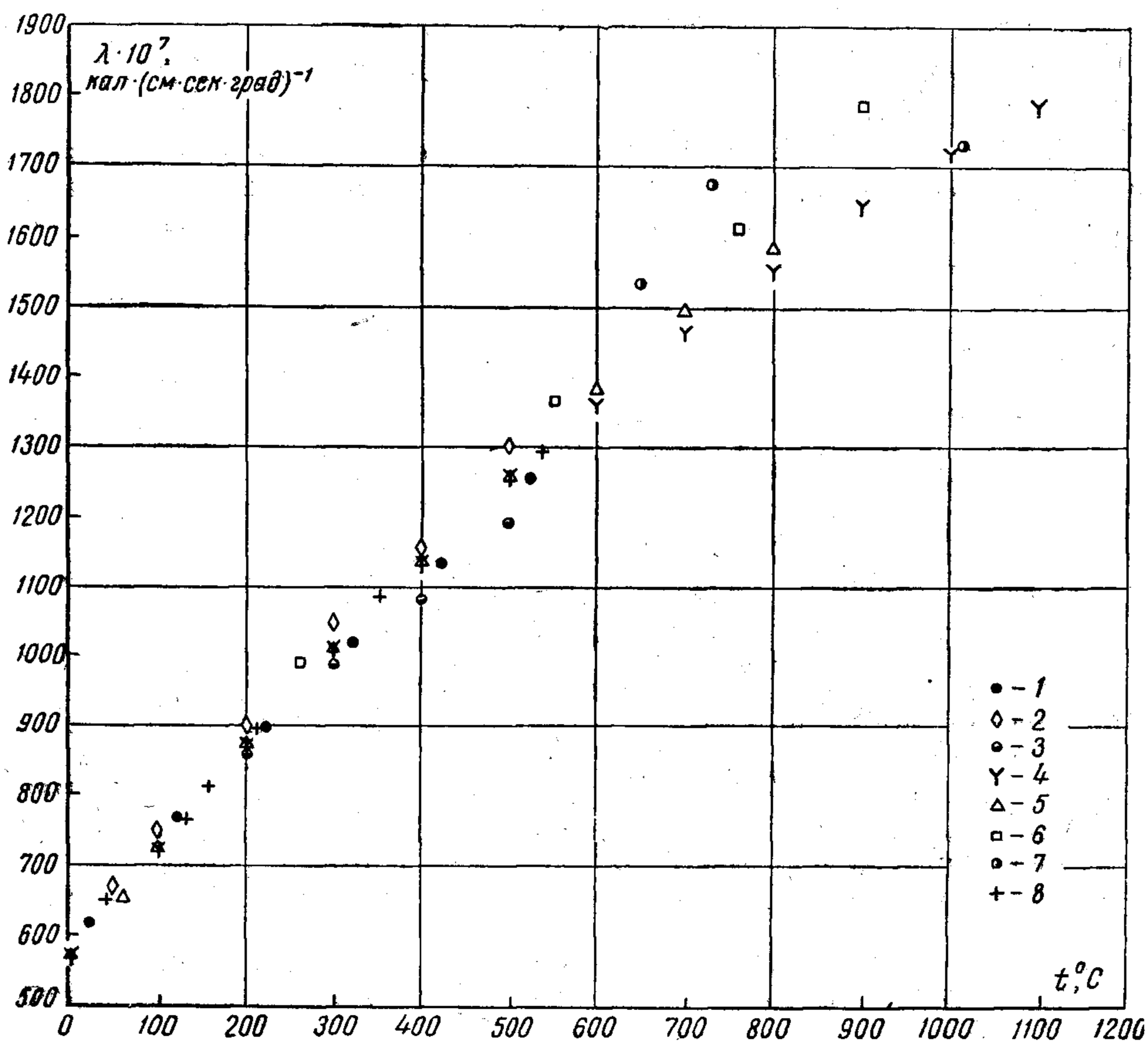


Рис. 2. Экспериментальные данные различных авторов по теплопроводности азота

1 — [12]; 2 — [1]; 3 — [3]; 4 — [13]; 5 — [11]; 6 — [5]; 7 — [4,7]; 8 — [2]

Мы пользовались данными, полученными Ротманом в [4]. Что касается сглаженных данных, приведенных в работе Ротмана и Бромлея [11], то при этом были использованы не только опыты Ротмана, но и данные Стопса при высоких температурах, которые отличаются очень большим разбросом и неопределенностью температурной зависимости  $\lambda = f(T)$ .

Поэтому сглаженные данные Ротмана и Бромлея при высоких температурах не могут считаться достаточно обоснованными.

Значения теплопроводности Ротмана [4] и Вайнса [5] находятся в удовлетворительном согласии с нашими.

Что касается сильно заниженных значений теплопроводности у Шотки [3] и Франка [12], то причина этого лежит, как указывалось и в случае для аргона, в отсутствии учета температурного скачка. У Шотки опыты велись при  $p = 250$  мм рт. ст., у Франка — при  $p = 300$  мм рт. ст. При таких давлениях поправку на температурный скачок необходимо учитывать. Коэффициент пересчета  $N$  для значения скачка по отношению

к нашим величинам равен для Шотки  $N = 3,38$ , для опытов Франка  $N = 2,28$ :

$$N_{\text{Ш}} = \frac{0,157 \ln(4,06/0,157)}{0,028 \ln(6/0,028)} = 3,38, \quad N_{\text{Ф}} = \frac{0,157 \ln(4,06/0,157)}{0,04 \ln(10/0,04)} = 2,28.$$

Производя соответствующий пересчет, получаем

$$(\delta t_{\text{ск}})_{\text{Ш}} = 1,85\% \cdot 3,38 = 6,3\%, \quad (\delta t_{\text{ск}})_{\text{Ф}} = 2,5\% \cdot 2,28 = 5,74\%.$$

После введения такой поправки на данные этих авторов получается хорошее согласие данных Франка и Шотки со всеми данными других ис-

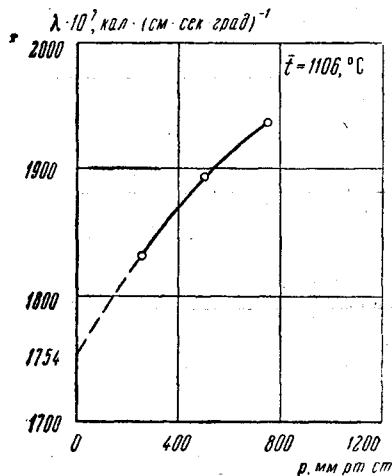


Рис. 3. Зависимость  $\lambda = f(p)$  по опытам Шефера и Райтера

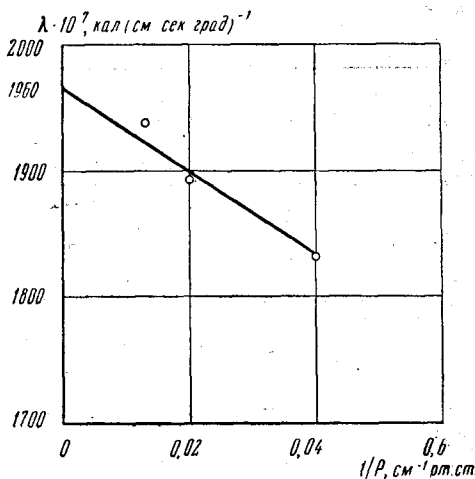


Рис. 4. Зависимость  $\lambda = f(1/p)$  по опытам Шефера и Райтера

следователей. Опыты в работе [1] выполнены с большой тщательностью методом плоского горизонтального слоя. К сожалению, они проведены только до  $500^\circ\text{C}$ .

Обратимся теперь к опытам Шефера и Райтера. Они требуют специального рассмотрения. Данные по теплопроводности азота авторы приводят в двух работах 1957 г. [6] и 1961 г. [13], причем, значения  $\lambda$  в работе 1961 г. выше, чем в работе 1957 г. Однако никакого объяснения причин увеличения значений не дано. В работе 1957 г. приведен пример подробного расчета  $\lambda$  азота при  $t = 1106^\circ$ . Поэтому в основном будем ориентироваться на работу [6].

Авторы выполняли опыты для азота при трех различных давлениях  $p = 250, 500$  и  $750$  мм рт. ст.

Наблюдая отклонения от прямой в зависимости  $\Delta t = f(1/p)$  вблизи 1 атм, Шефер и Райтер старались объяснить это явление конвекцией. По причинам, указанным выше, конвекция не возникает в узкой трубке диаметром 4,2 мм, которой они пользовались в опытах, имеющей вдобавок сужения и слюдяные кольца. В [6] размер трубки не дан, но, зная значения их постоянной прибора А, длины рабочего участка  $l = 160$  мм и диаметра нити 0,1 мм, можно определить значение диаметра измерительной трубки (4,2 мм).

Руководствуясь гипотезой о конвекции, Шефер и Райтер за истинное значение теплопроводности  $\lambda$  азота принимали величину, полученную экстраполяцией на  $p = 0$ . Ход рассуждений авторов можно проследить на рис. 3, где представлена зависимость  $\lambda = f(p)$  для  $t = 1106^\circ$  по их данным [6].

Отсюда получены необыкновенно низкие данные по теплопроводности азота при высоких температурах. Однако значения  $\Delta t_{\text{газ}}$ , а следовательно, и  $\lambda_{\text{вст}}$  по теории температурного скачка следует брать при экстраполяции как раз на  $p = \infty$  ( $1/p = 0$ ), а не на  $p = 0$ .

Проведя на рис. 4 такую экстраполяцию графика  $\lambda = f(1/p)$  того же примера, получаем значение теплопроводности  $\lambda$ , практически совпадающее с нашим.

Таким образом, очевидно, что положенная в основу рассуждений неправильная гипотеза о конвекции привела Шефера и Райтера при обработке достаточно надежного экспериментального материала к заниженным величинам теплопроводности азота.

Таблица 2

Сводная таблица экспериментальных данных по теплопроводности азота

№№ точек	t, °C	$\lambda \cdot 10^7$ , кал (см. сек. град) <sup>-1</sup>	№№ точек	t, °C	$\lambda \cdot 10^7$ , кал (см. сек. град) <sup>-1</sup>	№№ точек	t, °C	$\lambda \cdot 10^7$ , кал (см. сек. град) <sup>-1</sup>
1	47	643	16	472	1232	31	260	992
2	127	763	17	567	1336	32	550	1366
3	211	884	18	678	1516	33	760	1610
4	352	1078	19	769	1603	34	900	1780
5	541	1295	20	772	1622	35	31	638
6	100	725	21	0	570	36	50	666
7	150	803	22	100	729	37	313	1062
8	200	868	23	200	870	38	404	1195
9	500	1265	24	1006	1960	39	418	1195
10	27	616	25	50	668	40	492	1280
11	127	766	26	100	748	41	502	1290
12	227	895	27	200	897	42	701	1520
13	527	1310	28	300	1032	43	709	1510
14	56	664	29	400	1155	44	848	1660
15	366	1110	30	500	1295	45	861	1690

Примечания. Номера точек 1—5—метод нагретой нити [2]; 6—9—метод нагретой нити [3]; 10—13—метод нагретой нити [12]; 14—20—метод коаксиальных цилиндров [4]; 21—24—метод нагретой нити [6]; 25—30—метод плоского горизонтального слоя [1]; 31—34—метод коаксиальных цилиндров [5]; 35—45—метод нагретой нити [данные настоящей работы].

После сопоставления и обобщения данных разных авторов (табл. 2) и введения необходимых поправок на температурный скачок в опыты Шотки, Франка и Шефера оказалось, что имеются 45 точек значений теплопроводности, которые можно считать наиболее достоверными и положить в основу составления таблицы для равноотстоящих температур (табл. 3). Значения  $\lambda$ , приведенные в табл. 3, имеют максимальное отклонение от экспериментальных данных в пределах 2%.

На рис. 5 представлены экспериментальные данные сводной табл. 2. Сплошная линия соответствует зависимости  $\lambda = f(T)$  по данным табл. 3.

Таблица 3

Значения теплопроводности азота при  $p \leq 1$  атм для равноотстоящих температур, полученные в результате обобщения экспериментальных данных

№№ точек	t, °C	$\lambda \cdot 10^7$ , кал (см. сек. град) <sup>-1</sup>	№№ точек	t, °C	$\lambda \cdot 10^7$ , кал (см. сек. град) <sup>-1</sup>
1	0	573	7	600	1403
2	100	738	8	700	1529
3	200	890	9	800	1644
4	300	1020	10	900	1753
5	400	1150	11	1000	1854
6	500	1279	12	1100	1950



В работе [14] была сделана интересная теоретическая обработка данных по теплопроводности различных полярных и неполярных газов.

Дело в том, что кинетическая теория, разработанная для одноатомных газов, плохо описывает явление теплопроводности в многоатомных газах,

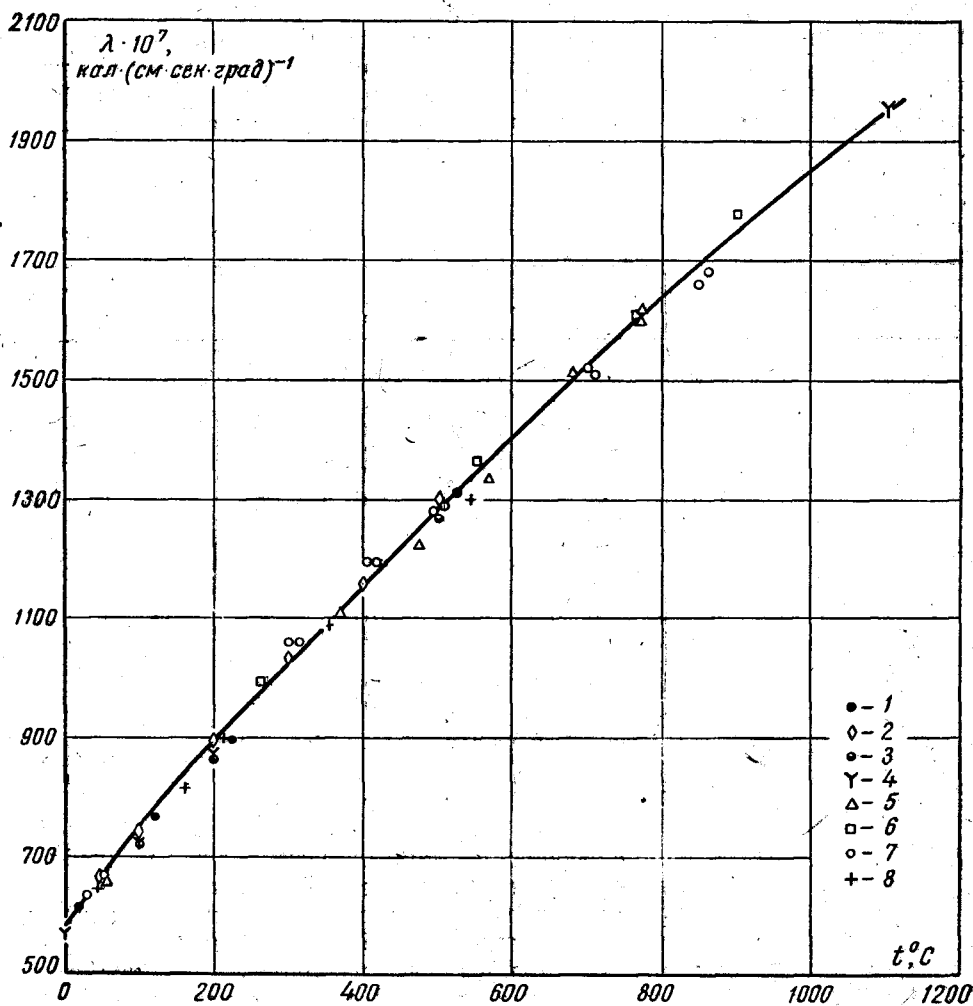


Рис. 5. Зависимость теплопроводности  $\lambda$  от температуры при  $p \leq 1$  атм по данным различных авторов

1 — [12]; 2 — [1]; 3 — [3]; 4 — [6]; 5 — [4]; 6 — [5]; 7 — данные настоящей работы; 8 — [2]

так как не учитывает влияния внутренних степеней свободы молекул и их вклад в перенос энергии. Эта теория дает соотношение

$$\lambda M / \eta = f C_v, \quad (13)$$

где  $C_v$  — молярная теплоемкость при постоянном объеме;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $M$  — молекулярный вес;  $\eta$  — коэффициент вязкости;  $f$  — фактор пропорциональности, почти точно равный  $5/2$ .

Эйкен предложил представить уравнение (13) в виде

$$\lambda M / \eta = f_{\text{пост}} C_{v \text{ пост}} + f_{\text{внутр}} C_{v \text{ внутр}}, \quad (14)$$

т. е. как сумму членов, отдельно характеризующих перенос поступательной энергии и энергии за счет внутренних степеней свободы. В этом выражении  $C_{v \text{ пост}} = 3/2 R$ ;  $C_{v \text{ внутр}} = C_v - C_{v \text{ пост}}$ .

Полагая подобно инертным газам,  $f_{\text{пост}} = 5/2$ , а  $f_{\text{внутр}} = 1$ , приходим к известному выражению фактора Эйнена

$$\lambda M / \eta C_v = f, \quad f_{\text{Эйнена}} = 1 + 9/4 (R / C_v).$$

Более поздние работы [15], и работы Гиршфельдера [16, 17], рассматривавшего молекулу в каждом квантовом состоянии как отдельный

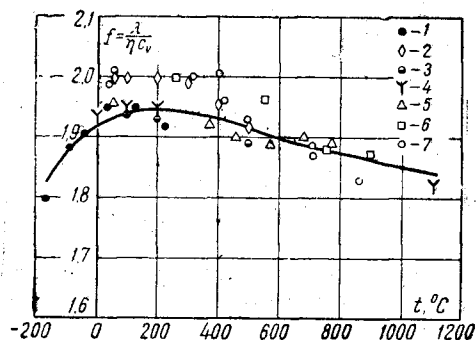
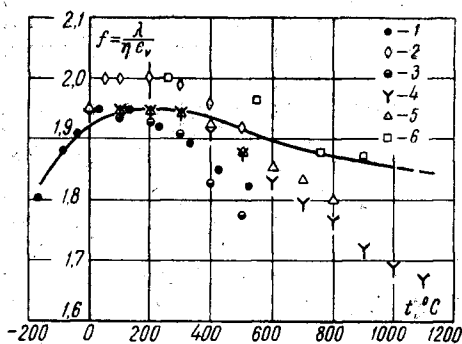


Рис. 6. Сравнение значений фактора пропорциональности  $f$ , определенных по данным различных авторов с теоретической кривой Мейсона и Мончика

1 — [12]; 2 — [1]; 3 — [3]; 4 — [6]; 5 — [4]; 6 — [5].

Рис. 7. Сравнение значений фактора пропорциональности  $f$ , соответствующих данным сводной табл. 2 с теоретической кривой Мейсона и Мончика

1 — [12]; 2 — [1]; 3 — [3]; 4 — [6]; 5 — [4]; 6 — [5]; 7 — данные настоящей работы

химический вид с применением методов, используемых при расчете химически реагирующих смесей, установили следующую связь:

$$f_{\text{внутр}} = \rho D_{11} / \eta, \quad (15)$$

где  $\rho$  — плотность газа;  $D_{11}$  — коэффициент самодиффузии;  $\eta$  — вязкость. В соответствии с этим уравнение (14) принимает вид, известный под названием модифицированного уравнения Эйнена

$$\lambda M / \eta = 15 / 4R + (C_v - 3/2R) \rho D_{11} / \eta. \quad (16)$$

Однако в случае многоатомных молекул полученное уравнение давало заниженные значения  $\lambda$ .

Мейсон и Мончик [14] на основе кинетической теории газов, разработанной Ван Чангом, Уленбеком и Таксманом, рассчитали теплопроводность многоатомных и полярных газов. Для фактора Эйнена они дали следующие выражения:

$$f_{\text{пост}} = 5/2 \left[ 1 - (10/3\pi) \left( 1 - \frac{2\rho D'_{\text{внутр}}}{5\eta} \right) \left( \frac{C_{\text{вращ}}}{Rz_{\text{вращ}}} + \frac{C_{\text{кол}}}{Rz_{\text{кол}}} \right) \right], \quad (17)$$

$$f_{\text{внутр}} = (\rho D'_{\text{внутр}} / \eta) \left[ 1 + (5/\pi) \left( 1 - 2/5 \frac{\rho D'_{\text{внутр}}}{\eta} \right) \times \left( \frac{C_{\text{вращ}}}{C_{\text{внутр}} z_{\text{вращ}}} + \frac{C_{\text{кол}}}{C_{\text{внутр}} z_{\text{кол}}} \right) \right]. \quad (18)$$

Здесь  $z_{\text{вращ, кол}}$  — число столкновений, необходимых для передачи, соответственно, вращательной и колебательной энергий.

Для неполярных молекул Мейсон и Мончик приняли  $D'_{\text{внутр}} = D_{11}$  и окончательно получили следующее выражение фактора  $f$ :

$$(\lambda M/\eta) = \left[ 15/4R + (C_v - 3/2R) \frac{\rho D_{11}}{\eta} \right] - \\ - 2/\pi (5/2 - \rho D_{11}/\eta)^2 \left[ \frac{C_v \text{ вращ}}{z_{\text{вращ}}} + \frac{C_v \text{ кол}}{z_{\text{кол}}} \right]. \quad (19)$$

На рис. 6 приводится сравнение вычисленных и опытных величин фактора Эйкена для азота. Этот график  $f = f(T)$  дополнен по сравнению с приведенными в работе [14] данными работ [1, 3, 6].

Расчет фактора  $f$  сделан по экспериментальным данным  $\lambda$ , а также значениям  $C_v$  и  $\eta$ , взятым по [17].

Как показывает график, максимальное отклонение от теоретической кривой достигает приблизительно 10%.

Однако тот же график рис. 7, выполненный после соответствующего внесения поправок (табл. 2) на температурный скачок в данные Шотки, Шефера, Франка, приводит к хорошему согласию с теорией. Максимальное отклонение между экспериментом и теорией Мончика и Мейсона  $\sim 2\%$ .

Таким образом, в данной работе удалось показать, что расхождения, наблюдавшиеся между результатами различных авторов по теплопроводности азота, являются следствием недостаточно строгого учета температурного скачка. После введения этой поправки все экспериментальные данные различных исследователей хорошо согласуются между собой, а также с теоретическими соотношениями, полученными в последнее время для многоатомных газов.

Московский авиационный  
институт

Поступила в редакцию  
20 VI 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Nutall, D. C. Ginnings, J. Res., Nat. Bur. Stand., 58, № 5, 271, 1957.
2. Н. Б. Варгафтик, О. Н. Олещук, Изв. ВТИ, № 6, 7, 1946.
3. W. F. Schottky, Z. Elektrochem., 56, № 9, 889, 1952.
4. A. J. Rothman, Thermal conductivity of gases at high temperatures, United States Atomic-Commission, January, 1954.
5. R. G. Vines, J. Heat Trans., Trans. ASME, 48, 1960.
6. Kl. Schäfer, F. W. Reiter, Z. Elektrochem., 6, № 9, 1957.
7. D. W. Stops, Nature, a Weekly J. Science, 164, Juli 2, 1949.
8. Н. Б. Варгафтик, Н. Х. Зимина, Теплофизика высоких температур, 2, № 5, 1964.
9. Д. Л. Тимрот, Н. Б. Варгафтик, Изв. ВТИ, № 9, 1935.
10. H. S. Gregory, Philos. Magas., J. Science, 22, 257, 1936.
11. A. J. Rothman, L. A. Bromley, Ind. Eng. Chem., 47, 889, 1955.
12. E. U. Franck, Z. Elektrochemie und angew. phys. Chemie, 55, № 7, 636, 1951.
13. H. Geier, K. Schäfer, Allg. Wärmetechnik, 10, 4, 71, 1961.
14. E. A. Mason, L. Monchick, J. Chem. Phys., 36, № 6,
15. K. Schäfer, Z. phys. Chemie, 53, 149, 1943.
16. J. O. Hirschfelder, J. Chem. Phys., 26, 282, 1957.
17. Sixth Symposium (International) on Combustion, Reinhold Publishing Corporation, N. Y., 351, 1957.
18. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей под ред. Н. Б. Варгафтика, Физматгиз, 1963.