

*Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования*
**«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»**

Лабораторная работа №2.2.3

по курсу общей физики

на тему:

***«Измерение теплопроводности воздуха при
атмосферном давлении»***

Работу выполнила:
Назарова Екатерина
(Б02-406)

Долгопрудный
13 апреля 2025 г.

Аннотация

Цель работы

Измерить коэффициент теплопроводности воздуха при атмосферном давлении в зависимости от температуры.

Перечень используемого оборудования

- Цилиндрическая колба с натянутой по оси платиновой нитью;
- термостат Witeg WCR-22 (точность поддержания температуры $\pm 0,1^\circ\text{C}$);
- вольтметр В7-78/1
(погрешность $(0,009U + 0,0010 \text{ В})/100$ при диапазоне 1 В,
 $(0,012U + 0,002 \text{ В})/100$ при диапазоне 10 В);
- амперметр В7-78/3 (погрешность $(0,05I + 1 \text{ мА})/100$ при диапазоне 100 мА);
- эталонное сопротивление;
- источник постоянного напряжения;
- магазин сопротивлений.

Теоретические сведения

Теплопроводность — процесс передачи тепловой энергии от нагретых частей системы к холодным за счет хаотического движения частиц (в данном случае — молекул воздуха) и непосредственной передачи кинетической энергии от быстрых к медленным при столкновениях.

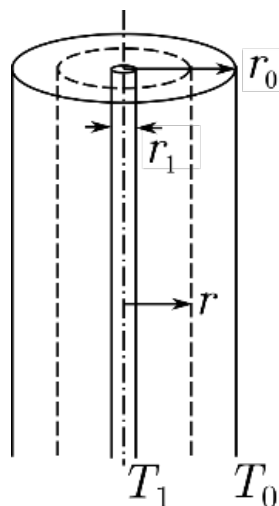
Закон Фурье связывает плотность потока энергии q и градиент температуры ∇T через коэффициент теплопроводности k : $\vec{q} = -k \cdot \nabla T$. Для газов выполняется

$$k \sim \lambda \bar{v} n c_V, \quad (1)$$

где λ — длина свободного пробега, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$ — средняя скорость теплового движения, μ — молярная масса, n — концентрация молекул, $c_V = \frac{i}{2} k_B$ — теплоемкость при постоянном объеме в расчете на одну молекулу (i — количество степеней свободы, k_B — постоянная Больцмана). При этом $\lambda = 1/n\sigma$, где σ — эффективное сечение столкновений молекул (если их считать шариками диаметра d , то $\sigma = \pi d^2$), тогда для одного и того же газа k зависит только от T , а в предположении $\sigma(T) = \text{const}$ получается $k \sim \bar{v} \sim \sqrt{T}$.

Рассмотрим стационарный режим в цилиндрическом цилиндре длины L и радиуса $r_0 \ll L$, температура стенок которого поддерживается равной T_0 и по оси которого натянута нить малого радиуса r_1 с температурой T_1 . В этом случае можно пренебречь теплообменом через торцы, считать, что градиент температуры имеет только горизонтальную (радиальную) составляющую. Поток тепла через цилиндрическую поверхность любого радиуса $r_1 \leq r \leq r_0$ в стационарном режиме постоянен и равен теплу, выделяемому нитью:

$$Q = 2\pi r L \cdot \left(-k \frac{dT}{dr}\right).$$



Если перепад температур от центра к границам сосуда небольшой, то коэффициент теплопроводности можно считать постоянным: $k = k(T_0) = \text{const}$. Тогда при $\Delta T = T_1 - T_0$ интегрированием получим

$$Q = \frac{2\pi L}{\ln r_0/r_1} k \Delta T. \quad (2)$$

Получаем поток тепла, пропорциональный разности температур – закон Ньютона-Рихмана.

Оценим теперь характерное время установления стационарного состояния. Для этого рассмотрим некий слой толщины a , площади сечения S . Если на двух его поверхностях возникает разность температур ΔT , то возникающую в процессе установления равновесия плотность потока энергии из закона Фурье можно оценить как $q = k\Delta T/a$, при этом она связана с полным количеством теплоты, полученным за время τ установления равновесия как $qS\tau = Q \approx nS a c_P \cdot \Delta T$, где c_P – теплоемкость в расчете на 1 молекулу. Тогда

$$\tau \approx \frac{n a^2 c_P}{k} = \frac{a^2}{\chi}, \text{ где } \chi = \frac{k}{n c_P} - \text{коэффициент температуропроводности.} \quad (3)$$

При нормальных условиях для воздуха $\chi \approx 0,2 \text{ см}^2/\text{с}$, так что при a порядка 1 см τ – несколько секунд. Более точную оценку здесь производить нецелесообразно.

В приведенных выше рассуждениях не учитывался температурный скачок около нити, поскольку $r_0 \gg r_1 \gg \lambda$. Также не учитывалась теплопередача конвекцией и излучением. Влияние первой минимизируется путем вертикализации цилиндра (тогда распределение температуры будет аксиально-симметричным), излучение можно оценить по закону Стефана-Больцмана: $Q_{\text{изл}} = \epsilon S \sigma_c (T_1^4 - T_0^4) \approx 4\epsilon S \sigma_c T_0^3 \Delta T$, где $\sigma_c = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана, ϵ – «коэффициент черноты» нити (порядка 0,1), S – площадь поверхности нити. $Q_{\text{изл}} \approx 4 \cdot 0,1 \cdot (2\pi r_1 L) \cdot \sigma_c T_0^3 \Delta T \sim 3 \text{ мВт}$. В процессе работы убедимся в том, что это значение много меньше тепловой мощности из закона Джоуля-Ленца.

Экспериментальная установка

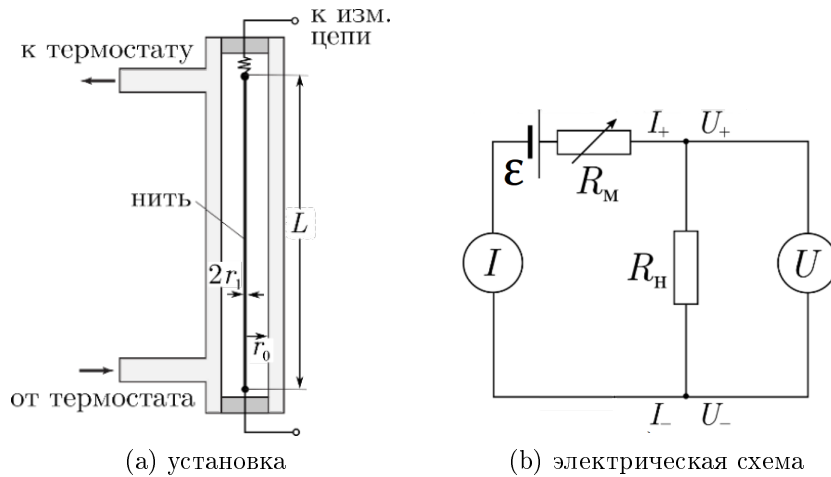


Рис. 2: Схема установки

Установка состоит из длинного стеклянного цилиндра, заполненного воздухом, сообщаемым с атмосферой через маленькое отверстие, окруженного кожухом, по которому циркулирует вода из термостата. Таким образом температура стенок поддерживается постоянной и равной температуре термостата. По оси цилиндра протянута металлическая нить, подключенная по четырехпроводной системе в электрическую схему с источником напряжения, амперметром, вольтметром и магазином сопротивлений. Нить одновременно является источником тепла

($Q = UI$) и способом измерения собственной температуры по температурной зависимости её сопротивления $R_H = U/I$. Непосредственно измеряя U и I при помощи мультиметров, можно построить нагрузочные кривые $R_H(Q)$, из которых, экстраполируя $Q \rightarrow 0$, можно найти сопротивление нити при температуре термостата. Далее, полагая температурную зависимость сопротивления нити линейной ($R_H(t) = R_{273}(1 + \alpha t)$, где R_{273} - сопротивление при 273 К, t - температура нити в °С), можно будет найти dR_H/dT . (Во всей работе температура T считается в К, t - в °С)

Ход работы

1. Провели предварительные расчеты параметров опыта. Используя параметры установки $2r_0 = (0,7 \pm 0,1)$ см, $2r_1 = (0,05 \pm 0,01)$ мм, $L = (40 \pm 1)$ см, приняв максимальную разность температур $\Delta T_{max} = 30$ К и оценивая $k \sim 25$ мВт/(К·м), рассчитали по (2) максимальную мощность для подачи на нить:

$$Q_{max} = \frac{2\pi \cdot 0,4}{\ln 7/0,05} \cdot 25 \cdot 10^{-3} \cdot 30 \text{ Вт} = 0,381 \text{ Вт}.$$

Используя приближенное значение сопротивления нити $R_H \sim 20$ Ом, рассчитали максимальное значение тока и напряжения:

$$I_{max} = \sqrt{Q_{max}/R_H} = \sqrt{0,381/20} \text{ А} = 138 \text{ мА},$$

$$U_{max} = \sqrt{Q_{max} \cdot R_H} = \sqrt{0,381 \cdot 20} \text{ В} = 2,76 \text{ В}.$$

2. Подготовили установку к работе: убедились, что схема установке соответствует заявленной, на магазине сопротивлений установили заведомо достаточно большое сопротивление (> 90 кОм), при котором ток через нить будет практически нулевой. После этого включили амперметр (в режим 100 мА) и вольтметр, включили источник питания, установили на нем указанное напряжение (3,8 В). Включив термостат, убедились, что его температура близка к комнатной (23,0°С) и стабильна.
3. Q_H — мощность, выделяющаяся на нити, R_M — сопротивление магазина сопротивлений, $\varepsilon = 3,8$ В — напряжение на источнике питания. Тогда из закона Джоуля-Ленца можно записать

$$Q_H = I^2 R_H = \frac{\varepsilon^2}{(R_H + R_M)^2} R_H \Rightarrow R_M = \varepsilon \sqrt{R_H/Q_H} - R_H.$$

Отсюда можно вычислить необходимые R_M для 11 точек мощности в диапазоне $0 - Q_{max}$:

Q , мВт	40	80	120	160	200	240	280	320	360	381
R_M , Ω	65	40	29	22	18	15	12	10	8,3	7,5

Однако во время работы расчеты произвелись по другой формуле, давшей неправильные результаты. Поэтому подбор сопротивлений при комнатной температуре термостата производился полуинтуитивно, но с обязательным отслеживанием того, что на нити не выделяется больше Q_{max} , ток не превышает 100 мА (таков диапазон измерений в установленном режиме работы амперметра), а напряжение 2,76 В.

При фиксированной температуре термостата для 11 значений R_M , постепенно уменьшавшихся, после установления теплового равновесия (около 30 секунд), когда показания становились стабильны, измерялись ток I и напряжение U на нити, из которых тут же вычислялись сопротивление нити и выделяемая на ней мощность (их относительные погрешности $\varepsilon_{R_H} = \varepsilon_Q = \sqrt{\varepsilon_I^2 + \varepsilon_U^2}$). Во время измерений также отслеживалась температура термостата: она не изменялась более, чем на 0,1°С. Результаты этих измерений приведены в таблицах 3 и 4 в конце работы.

4. Снова установили $R_M > 90$ кОм (при этом I и U упали почти до 0).

5. На термостате установили новую температуру (после $23,0^{\circ}\text{C}$ — $30,0^{\circ}\text{C}$, далее — с шагом $10,0^{\circ}\text{C}$ до 80°C), дождались нагрева и установления нового стационарного состояния (10–15 минут). После этого повторили измерения нагрузочной кривой при новой температуре (пункты 3 и 4).
6. По завершении измерений снова установили наибольшее сопротивление R_M , на термостате выставили $23,0^{\circ}\text{C}$. Выключили питание амперметра и вольтметра.
7. По полученным данным построили графики зависимости $R_H(Q)$ для каждой из 7 температур, убедились в их линейности. Методом МНК определили коэффициент наклона dR_H/dQ , сопротивление при температуре термостата R_0 и случайные погрешности этих величин. Результаты в таблице 1.

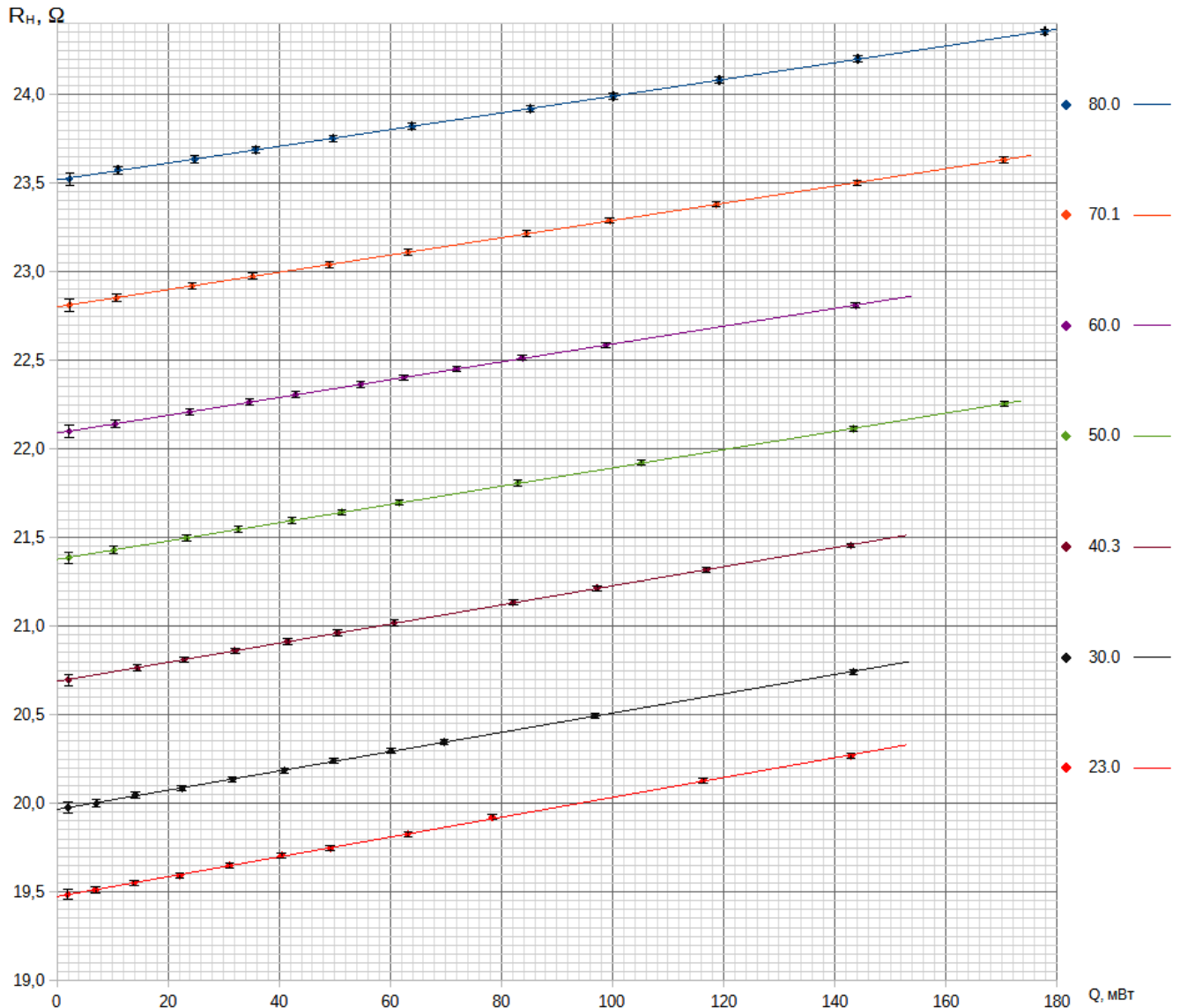


Рис. 3: График зависимости $R(Q)$ при разных температурах термостата (указана в $^{\circ}\text{C}$)

8. По полученным данным построили график зависимости сопротивления проволоки от температуры, убедились в его линейности.

По МНК нашли коэффициент наклона $dR/dT = 70,91 \text{ мОм/К}$, $\sigma^{\text{случ}} dR/dT = 11 \text{ мОм/К}$, свободный коэффициент $R_{273} = 17,8367 \text{ Ом}$, $\sigma^{\text{случ}} R_{273} = 0,0021 \text{ Ом}$. В качестве оценки приборной погрешности R_{273} взяли среднюю погрешность точек R_0 ($\bar{\varepsilon}_{R_0} = \sqrt{\bar{\varepsilon}_{R_H}^2 + \bar{\varepsilon}_{R_0}^{\text{случ}}^2}$) и получили полную погрешность $\Delta R_{273} = 0,017 \text{ Ом}$.

Отсюда получили $\alpha = \frac{1}{R_{273}} \frac{dR}{dT} = (3,975 \pm 0,008) \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$, где $\varepsilon_\alpha = \sqrt{\varepsilon_{R_{273}}^2 + \varepsilon_{dR/dT}^{\text{случ}}^2 + \bar{\varepsilon}_{R_0}^2 + \bar{\varepsilon}_T^2}$ ($\varepsilon_T = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}/(t + 273^\circ\text{C})$). При этом табличное значение $3,90 \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$. Эти значения расходятся на 2%.

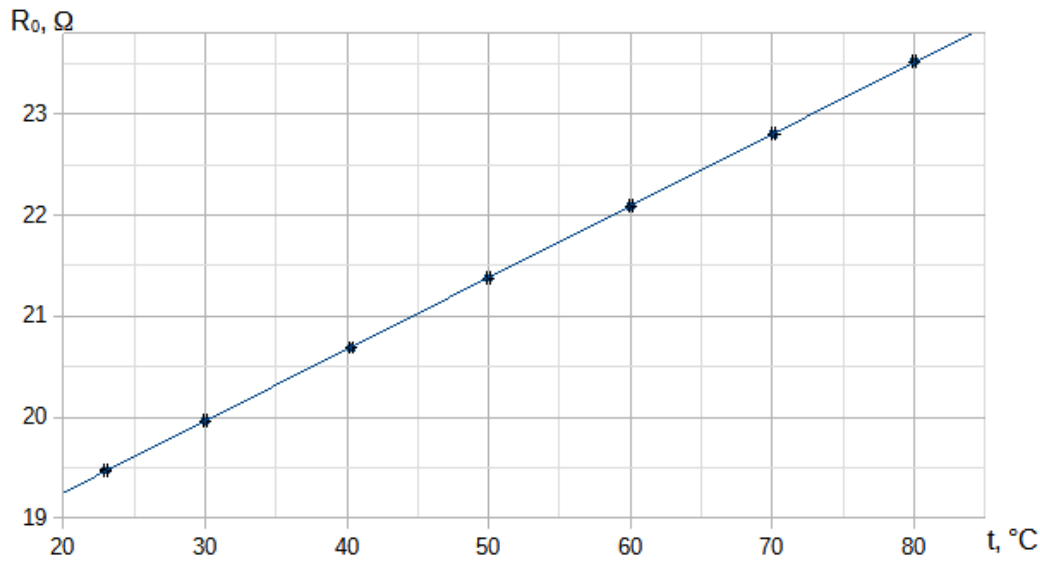


Рис. 4: График зависимости сопротивления платиновой нити от температуры

9. Используя найденные коэффициенты наклона для каждой температуры термостата рассчитали $\frac{dQ}{d(\Delta T)} = \frac{dR/dT}{dR/dQ}$ (см. (2)), при этом $\varepsilon_{dQ/dT} = \sqrt{\varepsilon_{dR/dT}^{\text{случ}}^2 + \varepsilon_{dR/dQ}^{\text{случ}}^2 + 2\bar{\varepsilon}_{R_0}^2 + \bar{\varepsilon}_T^2 + \bar{\varepsilon}_Q^2}$. Используя эти результаты, также вычислили по (2) коэффициенты теплопроводности k , для них $\varepsilon_k = \sqrt{\varepsilon_{dQ/dT}^2 + \varepsilon_L^2 + \frac{\varepsilon_{r_0}^2 + \varepsilon_{r_1}^2}{\ln^2(r_0/r_1)}}$. Результаты представлены в таблице 2.

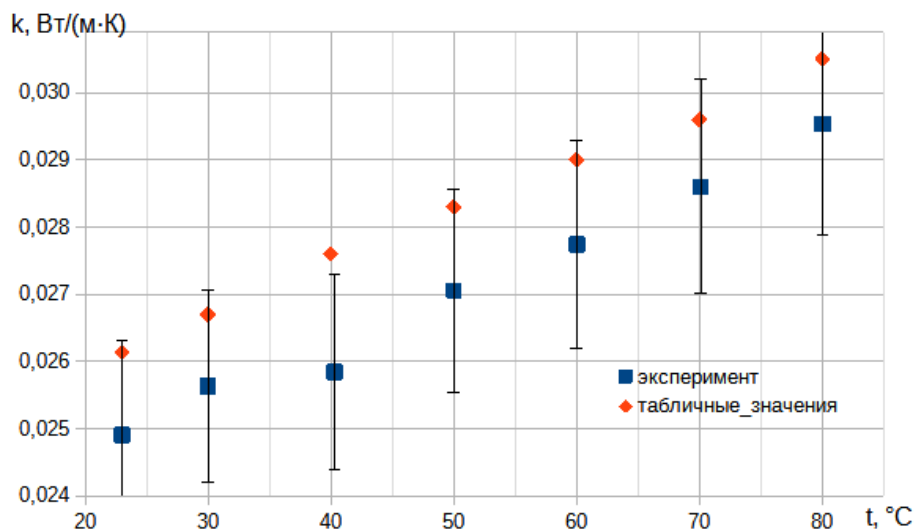


Рис. 5: График зависимости коэффициента теплопроводности от температуры

10. Построили график $k(t)$. Можно видеть, что с табличными значениями в пределах погрешности полученные коэффициенты совпадают (кроме 1 точки), но наши значения систематически ниже.

Предположили степенную зависимость $k \sim T^\beta$. С учетом того, что $dQ/d(\Delta T)$ и k отличаются умножением на постоянную по температуре величину $\frac{\ln r_0/r_1}{2\pi L}$ (по крайней мере, у нас

не было возможности отслеживать изменение геометрических параметров с ростом температуры), выражающуюся через параметры с большими погрешностями, было решено построить график зависимости $\ln \frac{dQ}{d(\Delta T)}(\ln T)$, отличающийся от $\ln k(\ln T)$ лишь смещением по оси, которое нам не важно:

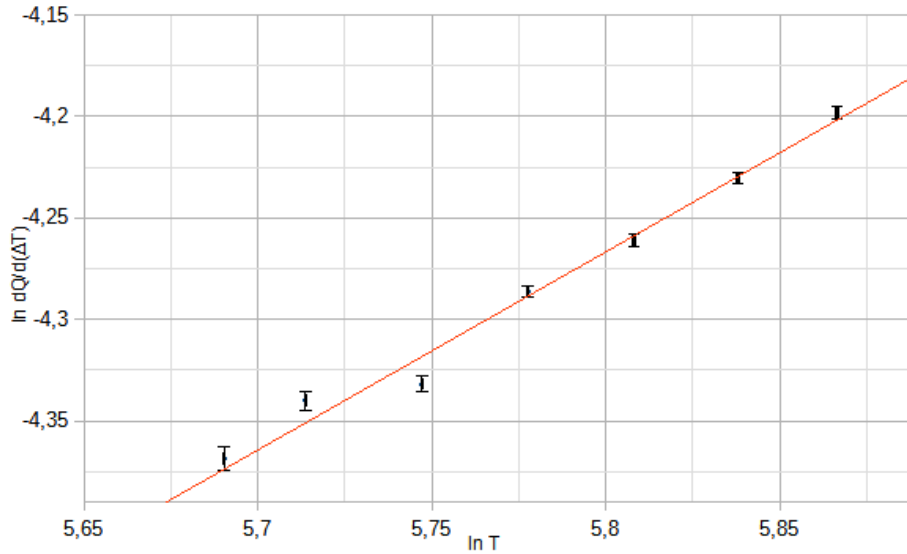


Рис. 6: График зависимости $\ln dQ/d(\Delta T)$ от $\ln T$

Расчет погрешностей точек: $\sigma_{\ln dQ/d(\Delta T)} = \varepsilon_{dQ/d(\Delta T)}$, $\sigma_{\ln T} = \varepsilon_T$. На график нанесены полосы погрешностей по обеим осям, и видно, что по оси X они сильно меньше. Поэтому методом хи-квадрат нашли и построили наилучшую прямую, на неё с учетом полос погрешностей легло 5 из 7 точек ($5/7 > 2/3$). При этом коэффициент наклона получился $\beta = 0,976$,
 $\sigma_{\beta}^{\text{случ}} = ((\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) \sum_{i=1}^7 1/\sigma_{y_i}^2)^{-1/2} = 0,025$ (здесь $\langle \dots \rangle$ – суммирование с весами σ_{y_i}),
 $\varepsilon_{\beta}^{\text{приб}} = \sqrt{\bar{\varepsilon}_{x_i}^2 + \bar{\varepsilon}_{y_i}^2} \ll \varepsilon_{\beta}^{\text{случ}}$.
 Итого: $\beta = 0,976 \pm 0,025$, $\chi^2 = 23$, $\chi^2/(7 - 2) = 4,6 > 2$.

Выводы

В результате работы получены значения для коэффициента теплопроводности воздуха в диапазоне $20^\circ\text{C} - 80^\circ\text{C}$, которые преимущественно совпали с табличными значениями.

Измеренные нагрузочные кривые платиновой нити очень хорошо легли на прямые, позволили вычислить коэффициенты с относительной погрешностью не более десятых долей процента.

Кроме того, в качестве промежуточного результата была получена температурная зависимость сопротивления платиновой нити, которая также хорошо легла на прямую и дала температурный коэффициент сопротивления, отличающийся от табличного всего на 2% (это может быть связано с неидеально чистым материалом нити).

График зависимости коэффициента теплопроводности воздуха от температуры в двойном логарифмическом масштабе лег на прямую уже с трудом: на построенную по методу χ^2 хорошо легли 3 точки, ещё 2 задевают её концами полос погрешности, оставшиеся 2 не пересекают прямую даже так (то есть формально критерий на $2/3$ точек выполнен). При этом видно (особенно, на графике $k(t)$ в исходных координатах при сравнении с табличными значениями), что больше всех выбивается третья точка - снятая при температуре термостата $40,3^\circ\text{C}$ (при том, что установлена на нем была температура ровно $40,0^\circ\text{C}$). Вероятно, в этой серии измерений не вполне было достигнуто стационарное состояние.

Полученное значение β почти в 2 раза превышает предсказанное наивно упрощенной теорией значение $1/2$. Это говорит о том, что эффективное сечение столкновений молекул всё-таки зависит от температуры (из полученного результата также следует, что степень этой зависимости

в исследуемом температурном диапазоне должна быть чуть меньше $1/2$, но ввиду довольно сомнительной линейности итогового графика такое заявление кажется слишком громким). Большое значение χ^2 же свидетельствует о том, что погрешности занижены, что имеет смысл, т.к. предыдущие результаты наводят на мысль о том, что наряду с довольно маленькой приборной и случайной погрешностью (из-за хорошего оборудования) надо учитывать и модельную погрешность: что коэффициент теплопроводности меняется в пределах цилиндра, например.

Таблица 1: Коэффициенты нагрузочных прямых

$t, ^\circ\text{C}$	R_0, Ω	$\sigma_R^{\text{случ}}, \Omega$	$dR/dQ, \Omega/\text{Вт}$	$\sigma_{dR/dQ}^{\text{случ}}, \Omega/\text{Вт}$	$\varepsilon_{R_H}^{\text{приб}} = \varepsilon_Q^{\text{приб}}$
23,0	19,4741	0,0014	5,60	0,03	0,0008
30,0	19,9656	0,0009	5,438	0,022	0,0008
40,3	20,6881	0,0007	5,394	0,016	0,0008
50,0	21,3775	0,0005	5,153	0,009	0,0008
60,0	22,0891	0,0004	5,026	0,011	0,0008
70,1	22,8017	0,0003	4,874	0,006	0,0008
80,0	23,5185	0,0007	4,720	0,012	0,0008

Таблица 2: Расчет коэффициентов теплопроводности и $dQ/d(\Delta T)$

$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{dR}{dQ}, \frac{\Omega}{\text{Вт}}$	$\frac{dQ}{d(\Delta T)}, \frac{\text{мВт}}{\text{К}}$	$\sigma_{\frac{dQ}{d(\Delta T)}}, \frac{\text{мВт}}{\text{К}}$	$k, \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\sigma_k, \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$	$\ln T$	$\ln \frac{dQ}{d(\Delta T)}$	σ_x	σ_y
23,0	5,60	12,67	0,07	0,0249	0,0014	5,6904	-4,369	0,0003	0,006
30,0	5,438	13,04	0,06	0,0256	0,0014	5,7137	-4,340	0,0003	0,005
40,3	5,394	13,15	0,05	0,0258	0,0014	5,7472	-4,332	0,0003	0,004
50,0	5,153	13,76	0,04	0,0271	0,0015	5,7777	-4,2859	0,0003	0,0027
60,0	5,026	14,11	0,04	0,0277	0,0015	5,8081	-4,261	0,0003	0,003
70,1	4,874	14,55	0,04	0,0286	0,0016	5,8380	-4,2303	0,0003	0,0024
80,0	4,720	15,02	0,05	0,0295	0,0016	5,8665	-4,198	0,0003	0,003

Таблица 3: Результаты измерений и данные для графика $R_H(Q)$, продолжение в таблице 4

R_M, Ω	$U, \text{В}$	$I, \text{мА}$	R_H, Ω	$Q, \text{мВт}$	$\Delta Q, \text{мВт}$	$\Delta R_H, \Omega$
23,0 $^\circ\text{C}$						
361	0,19552	10,033	19,49	1,961	0,003	0,03
180	0,36828	18,876	19,512	6,952	0,007	0,020
43	1,1190	56,436	19,828	63,15	0,04	0,014
25	1,5302	76,021	20,129	116,33	0,08	0,013
120	0,52134	26,664	19,551	13,900	0,012	0,017
90	0,65783	33,576	19,591	22,086	0,018	0,016
72	0,78089	39,744	19,648	31,036	0,024	0,015
60	0,89257	45,293	19,707	40,43	0,03	0,014
52	0,98581	49,926	19,745	49,22	0,03	0,014
36	1,2494	62,717	19,921	78,36	0,05	0,013
20	1,7021	83,983	20,267	142,95	0,09	0,013

Таблица 4: Продолжение таблицы 3

R_M, Ω	U, B	I, mA	R_H, Ω	Q, mBT	$\Delta Q, mBT$	$\Delta R_H, \Omega$	R_M, Ω	U, B	I, mA	R_H, Ω	Q, mBT	$\Delta Q, mBT$	$\Delta R_H, \Omega$
30, 0 °C													
361	0,20020	10,0214	19,98	2,006	0,003	0,03	361	0,20692	9,9982	20,70	2,069	0,003	0,03
180	0,37655	18,8311	19,999	7,092	0,007	0,021	120	0,54835	26,4084	20,764	14,481	0,013	0,018
120	0,53262	26,5682	20,047	14,150	0,012	0,018	90	0,69032	33,1711	20,811	22,899	0,019	0,017
90	0,67136	33,4290	20,084	22,444	0,018	0,016	72	0,81756	39,1896	20,862	32,040	0,024	0,016
72	0,79632	39,5479	20,135	31,492	0,024	0,015	60	0,93228	44,5774	20,914	41,56	0,03	0,015
60	0,90917	45,0393	20,187	40,95	0,03	0,015	52	1,02849	49,0646	20,962	50,46	0,04	0,015
52	1,00409	49,6076	20,240	49,81	0,04	0,014	45	1,12987	53,7551	21,019	60,74	0,04	0,015
45	1,10532	54,4582	20,296	60,19	0,04	0,014	35	1,3175	62,3418	21,133	82,14	0,06	0,014
40	1,19078	58,5320	20,344	69,70	0,05	0,014	30	1,4362	67,7008	21,214	97,23	0,06	0,014
30	1,4091	68,7602	20,493	96,89	0,06	0,014	25	1,5782	74,0333	21,317	116,84	0,08	0,014
20	1,7244	83,1312	20,743	143,35	0,09	0,013	20	1,7512	81,6205	21,455	142,93	0,09	0,014
50, 0 °C													
361	0,21345	9,9808	21,39	2,130	0,003	0,03	361	0,22017	9,9627	22,10	2,193	0,003	0,03
150	0,46801	21,8407	21,428	10,222	0,010	0,021	150	0,48182	21,7623	22,140	10,486	0,010	0,021
90	0,70909	32,9842	21,498	23,389	0,019	0,017	90	0,72818	32,7886	22,208	23,876	0,019	0,018
72	0,83884	38,9323	21,546	32,658	0,025	0,016	70	0,87814	39,4428	22,264	34,636	0,026	0,017
60	0,95545	44,2416	21,596	42,27	0,03	0,016	60	0,97902	43,8911	22,306	42,97	0,03	0,016
52	1,05312	48,6589	21,643	51,24	0,04	0,015	50	1,10608	49,4562	22,365	54,70	0,04	0,016
45	1,1564	53,2996	21,696	61,64	0,04	0,015	45	1,1827	52,7931	22,403	62,44	0,04	0,016
35	1,3453	61,6898	21,807	82,99	0,06	0,015	40	1,2711	56,6133	22,452	71,96	0,05	0,015
28	1,5188	69,2847	21,921	105,23	0,07	0,014	35	1,3736	61,0126	22,513	83,81	0,06	0,015
20	1,7807	80,5183	22,115	143,38	0,09	0,014	30	1,4939	66,1424	22,586	98,81	0,07	0,015
16	1,9481	87,5395	22,254	170,54	0,11	0,014	20	1,8107	79,3858	22,809	143,74	0,09	0,015
70, 1 °C													
361	0,22685	9,9441	22,81	2,256	0,003	0,03	361	0,23351	9,9262	23,52	2,318	0,004	0,04
150	0,49533	21,6752	22,852	10,736	0,010	0,022	150	0,50891	21,5886	23,573	10,987	0,011	0,023
90	0,74701	32,5916	22,920	24,346	0,020	0,019	90	0,76576	32,3985	23,636	24,809	0,020	0,019
70	0,89964	39,1595	22,974	35,229	0,027	0,018	70	0,92104	38,8798	23,689	35,810	0,027	0,018
55	1,06257	46,1178	23,040	49,00	0,04	0,017	55	1,08624	45,7304	23,753	49,67	0,04	0,017
45	1,2084	52,2876	23,111	63,18	0,04	0,016	45	1,2338	51,7947	23,821	63,90	0,05	0,017
35	1,4010	60,3471	23,216	84,55	0,06	0,016	35	1,4278	59,6924	23,919	85,23	0,06	0,016
30	1,5222	65,3633	23,288	99,50	0,07	0,016	30	1,5498	64,5976	23,992	100,11	0,07	0,016
25	1,6659	71,2537	23,380	118,70	0,08	0,015	25	1,6942	70,3494	24,083	119,19	0,08	0,016
20	1,8396	78,2725	23,503	143,99	0,09	0,015	20	1,8681	77,1909	24,201	144,20	0,09	0,016
16	2,0065	84,9082	23,631	170,37	0,11	0,015	15	2,0807	85,4328	24,355	177,76	0,11	0,015