



Решение

- I [Условие](#)
- S [Решение](#)
- H [Подсказки](#)
- M [Разбалловка](#)
- E [Материалы](#)
- # Редактировать ▾

1 ?? Чему равно расстояние до точки падения на дно для лодки, движущейся в озере той же глубины, что и река?

В системе отсчета, связанной с водой, скорость лодки v одинаковая, независимо от направления движения, поэтому расстояние l , которое проходит шарик до места падения, всегда одно и то же. Время движения шарика в воде τ также одинаковое во всех случаях. В системе отсчета, связанной с землей, расстояния, которые проходит шарик, равны

$$l_1 = l + u\tau$$

$$l_2 = u\tau - l,$$

где u -- скорость течения. Отсюда

Ответ:

$$l = \frac{(l_1 - l_2)}{2}$$

2 ?? Во сколько раз скорость лодки больше скорости течения?

При этом также $u\tau = \frac{(l_1+l_2)}{2}$. При движении по траектории перпендикулярной течению реки расстояние l_3 определяется по теореме косинусов

$$l_3^2 = l^2 - 2lu\tau \cdot \cos \alpha + (u\tau)^2,$$

где α -- угол между направлением вектора скорости лодки относительно воды и перпендикуляром к направлению течения реки. Учитывая, что $\cos \alpha = \frac{u}{v}$, получаем

$$l_3^2 = \frac{(l_1 - l_2)^2}{4} - 2 \frac{(l_1 - l_2)}{2} \frac{(l_1 + l_2)}{2} \cdot \frac{u}{v} + \frac{(l_1 + l_2)^2}{4}$$

Отсюда

Ответ:

$$\frac{v}{u} = \frac{l_1^2 - l_2^2}{l_1^2 + l_2^2 - 2l_3^2}$$



Решение

- I [Условие](#)
- Σ [Решение](#)
- Н [Подсказки](#)
- М [Разбалловка](#)
- Е [Материалы](#)
- # Редактировать ▾

¹ ?? Определите объемный расход воздуха q , необходимый для поддержания в реакторе температуры $T < T_K$, где $T_K = 100^\circ\text{C}$ -- температура кипения водного раствора при атмосферном давлении. Считайте $T_K - T \ll T_K$. Определите численное значение q для $T = 95^\circ\text{C}$.

За некоторый промежуток времени τ через трубки пройдет ν_1 молей воздуха

$$\nu_1 = \frac{P_0 q \tau}{RT_0}$$

Количество молей водяного пара ν_2 , который испарится внутрь пузырьков за это же время, определяется количеством теплоты, выделившейся в реакторе.

$$\nu_2 = \frac{N \tau}{\lambda}$$

Давление внутри пузырьков равно атмосферному и складывается из давления насыщенного пара P_Π при температуре T и давления воздуха P_B , при этом

$$P_\Pi = P_0 - \alpha(T_K - T)$$

$$P_B = P_0 - P_\Pi = \alpha(T_K - T)$$

Отношение количества молей пара и воздуха в пузырьках равно отношению их парциальных давлений

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{P_0 - \alpha(T_K - T)}{\alpha(T_K - T)} = \frac{NRT_0}{\lambda P_0 q}$$

Отсюда

Ответ:

$$q = \frac{NRT_0 \alpha(T_K - T)}{P_0 \lambda (P_0 - \alpha(T_K - T))} \approx 6,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$$



Решение

I [Условие](#)

Σ [Решение](#)

Н [Подсказки](#)

М [Разбалловка](#)

Е [Материалы](#)

[Редактировать](#) ▼

1 ?? Определите напряженность электрического поля в точке A .

I способ

Напряженность электрического поля определяется скоростью изменения потенциала: $E = \left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta h} \right|$. Найти разность потенциалов от стержня в точках A и A' , расстояние между которыми Δh -- это то же самое, что найти разность потенциалов в точке A от двух стержней, смещенных на расстояние Δh .

Рассмотрим вклады в потенциал от малых элементов стержней, видимых из центра под равными углами. Потенциал точечного заряда определяется соотношением $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$. Поскольку линейные плотности зарядов одинаковы, то отношение потенциалов от таких элементов будет следующим $\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = \frac{l_1}{l_2} \frac{r_2}{r_1}$. Из подобия треугольников следует, что данное отношение равняется единице. Таким образом, разность потенциалов от двух стержней, находящихся на расстоянии Δh , равна потенциалу от двух частей на краях одного из стержней. Длина каждой из них $\Delta l = \Delta h \tan \varphi$, находятся они на расстоянии $r = \frac{h}{\cos \varphi}$ от точки A , откуда $\Delta\varphi = \frac{2\lambda\Delta l}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{\lambda\Delta h \sin \varphi}{2\pi\epsilon_0 h}$, и

Ответ:

$$E = \frac{\lambda \sin \varphi}{2\pi\epsilon_0 h}$$

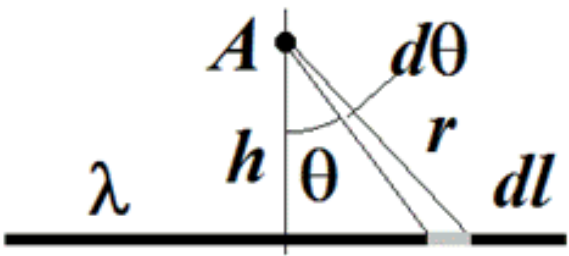
II способ

Если элемент стержня виден из точки A под углом $d\theta$, то длина этого элемента $dl = \frac{r d\theta}{\cos \theta}$, где θ -- угол между направлением на элемент и перпендикуляром, опущенным из точки A на стержень, $r = \frac{h}{\cos \theta}$ -- расстояние от элемента до точки A . Тогда напряженность электрического поля, создаваемого этим элементом, равна $\frac{\lambda dl}{4\pi\epsilon_0 r^2}$, а его проекция на перпендикуляр

$$dE = \frac{\lambda dl \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\lambda \cos \theta d\theta}{4\pi\epsilon_0 h}$$

Суммируя эти проекции для всех элементов, получаем

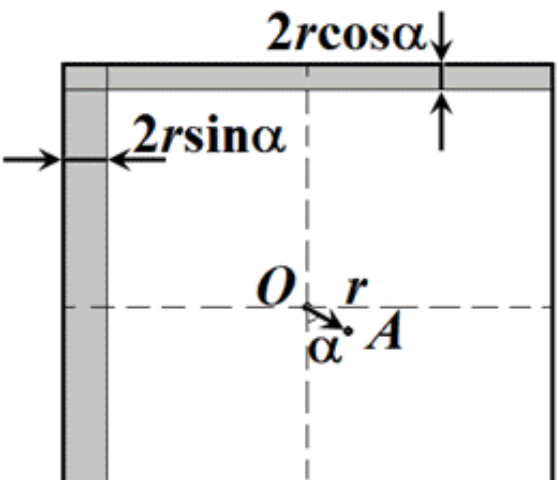
$$E = \int_{-\varphi}^{\varphi} \frac{\lambda \cos \theta d\theta}{4\pi\epsilon_0 h} = \frac{\lambda \sin \varphi}{2\pi\epsilon_0 h}$$



2.1 ?? Определите величину и направление ускорения шайбы сразу после того, как ее отпустили.

При отклонении от центра взаимодействие частицы с пластиной можно представить как взаимодействие с прямоугольником максимально большого размера с центром в положении частицы и с двумя оставшимися тонкими полосами (см. рис). Прямоугольник не имеет составляющей поля в плоскости квадрата в силу симметрии, значит, эта составляющая определяется только полями полосок. Толщины полос равны удвоенным смещениям частицы вдоль направлений, перпендикулярных им. Поскольку $r \ll L$, воспользуемся результатом части 1 и заменим полоски на стержни с линейной плотностью заряда $\lambda_1 = 2r \sin \alpha$ и $\lambda_2 = 2r \cos \alpha$. Напряженность поля от каждой из них равна $E_{1,2} = \frac{\lambda_{1,2}}{2\sqrt{2}\pi\epsilon_0 (L/2)}$, поскольку стержни видны из центра квадрата под углом $2\varphi = \pi/2$. Эти напряженности перпендикулярны (каждая направлена перпендикулярно своему стержню), поэтому складывая их, получаем

$$E = \frac{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}}{2\sqrt{2}\pi\epsilon_0 (L/2)} = \frac{\sqrt{2}r\sigma}{2\sqrt{2}\pi\epsilon_0 (L/2)}$$



$$L = \sqrt{2\pi\epsilon_0 L} - \pi\epsilon_0 L$$



Из отношения $\frac{E_1}{E_2} = \operatorname{tg}\alpha$ получаем, что суммарное поле направлено под углом α к стороне -- от центра квадрата. Шайба будет притягиваться к центру, поскольку заряды пластины и шайбы разноимённые. Таким образом, ускорение шайбы будет направлено к точке O и равно

Ответ:

$$a = \frac{\sqrt{2}r\sigma}{\pi\epsilon_0mL}$$

2.2^{??} Через какое время шайба впервые окажется на минимальном расстоянии от центра пластины?

Движение шайбы под действием данного поля эквивалентно движению под действием пружины с коэффициентом жёсткости $k = \frac{\sqrt{2}\sigma q}{\pi\epsilon_0L}$. Движение будет гармоническим с периодом $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} = \sqrt{\frac{2\sqrt{2}\pi^3\epsilon_0mL}{\sigma q}}$, а траектория будет проходить через центр квадрата.

Ответ: Впервые шайба окажется в центре через время $t = \frac{T}{4} = \sqrt{\frac{\pi^3\epsilon_0mL}{4\sqrt{2}\sigma q}}$



Решение

- I [Условие](#)
- S [Решение](#)
- H [Подсказки](#)
- M [Разбалловка](#)
- E [Материалы](#)
- # Редактировать

1 2.00 Найдите индуктивность проволочного кольца, у которого все геометрические размеры в 2 раза больше.

Прежде всего заметим, что индуктивность кольца пропорциональна его радиусу. В самом деле, величина магнитной индукции в каждой точке пространства уменьшается обратно пропорционально радиусу кольца, а площадь увеличивается пропорционально квадрату радиуса. При заданной величине тока в кольце магнитный поток через плоскость кольца, таким образом, прямо пропорционален радиусу. Поэтому индуктивность кольца радиуса $\frac{R}{2}$ равна $\frac{L}{2}$, а кольца радиуса $2R$ -- $2L$.

Ответ:

$$2L$$

2 10.00 Какой станет индуктивность кольца L_2 радиуса R при помещении его внутрь сверхпроводящего кольца со вдвое большими геометрическими размерами? Плоскости и центры колец во втором случае также совпадают.

Магнитный поток через внутреннюю область нашего кольца (область А) в виде концентрического круга радиуса $\frac{R}{2}$ составляет некоторую часть α от полного потока через плоскость кольца

$$\Phi_A = \alpha LI$$

Тогда магнитный поток через область с внутренним радиусом $\frac{R}{2}$ и внешним радиусом R (область В) внутри нашего кольца

$$\Phi_B = (1 - \alpha)LI$$

Введем также обозначение для потока Φ_C через область С с внутренним радиусом R и внешним радиусом $2R$, охватывающую снаружи наше кольцо

$$\Phi_C = \beta LI$$

В первом случае (сверхпроводящее колечко внутри) магнитный поток через область А, ограниченную сверхпроводящим контуром равен нулю

$$\Phi_{A1} = \alpha LI - \frac{L}{2}I_1 = 0$$

Здесь I_1 -- ток, возникающий в сверхпроводящем колечке. Полный поток через плоскость кольца радиуса R при этом

$$\Phi_1 = L_1I = (1 - \alpha)LI + \beta \frac{L}{2}I_1$$

Во втором случае наше кольцо с током I охвачено сверхпроводящим кольцом радиуса $2R$ с индуктивностью $2L$. Во внешнем кольце возникает такой ток I_2 , при котором полный поток магнитного поля через его плоскость равнялся нулю

$$LI - \beta LI - 2LI_2 = 0$$

Полный поток через плоскость кольца радиуса R при этом

$$\Phi_2 = L_2I = LI - \alpha \cdot 2LI_2$$

Из предыдущих уравнений получаем

$$L_1I = (1 - \alpha)LI + \alpha\beta LI = (1 - \alpha + \alpha\beta)LI,$$

И далее

$$L_2I = LI - \alpha \cdot (1 - \beta)LI = (1 - \alpha + \alpha\beta)LI$$

Таким образом, $L_2 = L_1$.

Ответ:

$L_2 = L_1$

Решение 2 (взаимная индуктивность)

Соображение подобия относится и к взаимной индуктивности двух контуров -- при увеличении всех геометрических размеров системы в 2 раза коэффициент взаимной индуктивности увеличивается в 2 раза. Таким образом, если коэффициент взаимной индуктивности колец радиусов R и $R/2$ равен L_{12} , то для колец радиусов $2R$ и R он будет равен $2L_{12}$. С их использованием уравнения первого варианта решения приобретают вид

$$\Phi_{A1} = L_{12}I - \frac{L}{2}I_1 = 0$$

$$\Phi_1 = L_1I = LI - L_{12}I_1$$

$$2L_{12}I - 2LI_2 = 0$$

$$\Phi_2 = L_2I = LI - 2L_{12}I_2$$

Из них также следует

$$L_1 = L_2 = L - \frac{2L_{12}^2}{L}$$



Решение

I [Условие](#)

Σ [Решение](#)

Н [Подсказки](#)

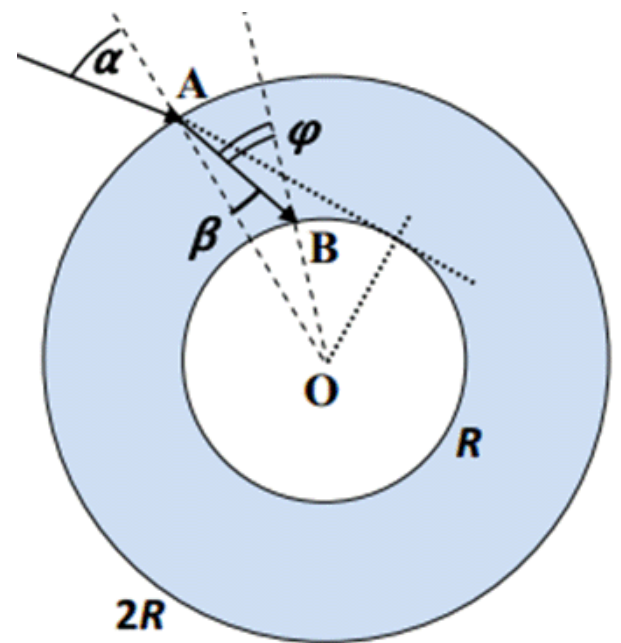
М [Разбалловка](#)

Е [Материалы](#)

[Редактировать](#) ▼

1 ?? Показатель преломления вещества шара постоянен и равен $n = 2$.

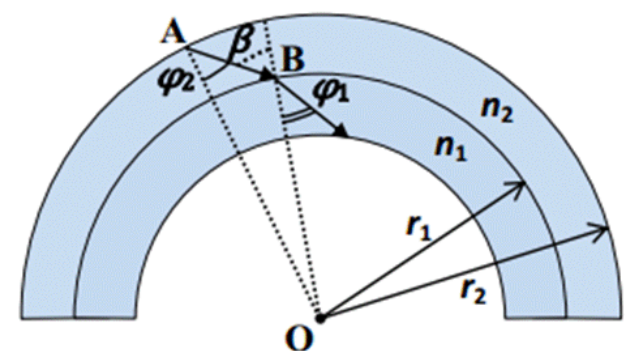
Рассмотрим сначала первый случай, когда после преломления на поверхности шара луч идет по прямой (рисунок 2). Для попадания внутрь полости должно быть выполнено два условия: преломленный луч должен попасть на ее поверхность, и при этом угол падения должен быть меньше угла полного внутреннего отражения для этой поверхности. Из построения видно, что второе условие более жесткое: «крайний» луч, задевающий поверхность полости, падает на нее под углом 90° , в то время как луч, падающий на эту поверхность под углом ПВО $\varphi = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right)$ соответствует меньшему углу преломления β . Из теоремы синусов для треугольника OAB следует, что $\frac{2R}{\sin(\pi - \varphi)} = \frac{R}{\sin(\beta)} = \frac{nR}{\sin(\alpha)}$. Поэтому $\sin(\varphi) = \frac{1}{n} = \frac{2}{n}\sin(\alpha_{max})$. Значит, $\alpha_{max} = 30^\circ$, то есть для попадания внутрь полости угол падения луча на поверхность шара должен удовлетворять условию $\alpha < 30^\circ$.



Ответ: $\alpha < 30^\circ$

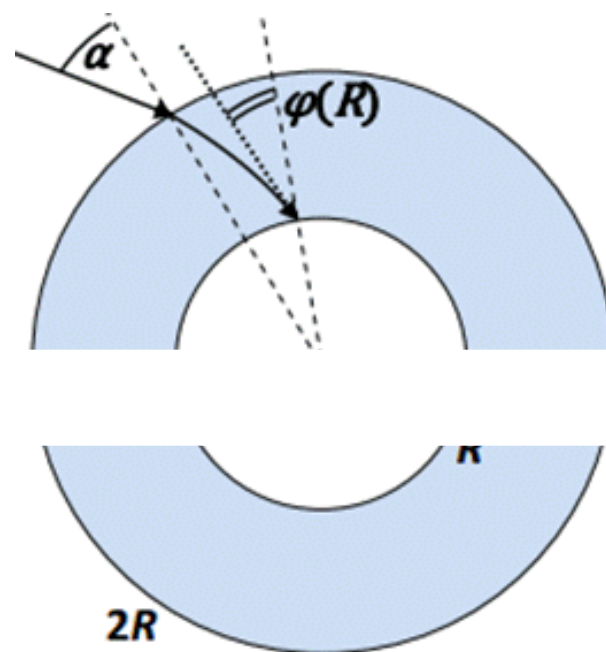
2 ?? Показатель преломления вещества шара линейно уменьшается при увеличении расстояния r от центра: $n(r) = 2.5 - 0.5 \frac{r}{R}$, $R \leq r \leq 2R$.

Анализ второго случая начнем с построения закона изменения направления светового луча в сферически-симметричной среде с переменной оптической плотностью. Рассмотрим прохождение луча через тонкий сферический слой, внутренний и внешний радиусы которого равны r_1 и r_2 . Будем считать в пределах этого слоя показатель преломления постоянным и равным n_2 , а под его внутренней поверхностью -- равным n_1 (рисунок 3). Пусть световой луч входит в этот слой под углом φ_2 к радиусу, проведенному в точку входа A. Тогда угол его падения β на внутреннюю поверхность слоя снова может быть определен из теоремы синусов: $\frac{r_2}{\sin(\pi - \beta)} = \frac{r_1}{\sin(\varphi_2)}$, то есть $\sin(\beta) = \frac{r_2}{r_1} \sin(\varphi_2)$. Угол наклона луча к радиусу после перехода в следующий слой определяется из закона преломления $\sin(\varphi_1) = \frac{n_2}{n_1} \sin(\beta) = \frac{n_2 r_2}{n_1 r_1} \sin(\varphi_2)$, и мы обнаруживаем, что при движении в сферически-симметричной среде с переменным показателем преломления $nr \sin(\varphi) = \text{const}$. Применим этот результат к нашей задаче, в которой $nr \sin(\varphi) = 2R \sin(\alpha)$. Так как угол падения луча на поверхность полости должен быть меньше угла ПВО ($\sin[\varphi(R)] < \frac{1}{n(R)}$), и $n(R) \sin[\varphi(R)] = 2 \sin(\alpha)$, то $\sin(\alpha) < \frac{1}{2}$, и для попадания внутрь полости угол падения луча на поверхность шара должен удовлетворять условию $\alpha < 30^\circ$.



Однако, для того чтобы при таких α луч мог <<добраться>> до границы полости, необходимо, чтобы световой луч не прошел мимо нее. Заметим, что при прохождении мимо полости угол между лучом и радиусом должен в какой-то точке достигнуть значения $\varphi = 90^\circ$ - тогда r перестает убывать. В этом случае луч либо движется по окружности, либо "разворачивается" и в конечном итоге покидает слой. Покажем, что в нашем случае это невозможно. Произведение $f(r) = n(r) \cdot r = 2.5 \cdot r - 0.5 \frac{r^2}{R}$ -- квадратный трехчлен с максимумом при $r = 2.5R$. В интервале $R < r < 2R$ функция $f(r)$ всюду возрастает при росте r , поскольку $f(r) \sin \varphi = C$, то по мере приближения к центру угол φ всюду возрастает. Так как конечный угол меньше $\arcsin\left(\frac{1}{2}\right) = 30^\circ < 90^\circ$, то и при больших значениях радиуса угол не сможет возрасти до 90° . Итак, при всех $\alpha < 30^\circ$ луч достигает границы полости и проникает внутрь (рисунок 4).

2020 -- We are what they grow beyond.



Ответ: При всех $\alpha < 30^\circ$ луч достигает границы полости и проникает внутрь.

Капилляр

Решение.

1. Выдавим из шприца вместимостью 10 мл каплю подкрашенной воды диаметром 3-5 мм на пластину из оргстекла. Поставим капилляр вертикально на эту каплю. Под действием сил поверхностного натяжения вода поднимется в капилляре до уровня, при котором действие силы тяжести на столбик жидкости, зашедшей в капилляр, окажется уравновешенным действием поверхностных сил. Время, за которое вода достигает максимальной высоты, составляет несколько секунд. Разница давлений на искривленной поверхности жидкости равна гидростатическому давлению:

$$\frac{2\sigma}{r} \cos\theta = \rho gh.$$

Измерим линейкой значение высоты, на которую поднялась вода. Поскольку запас капилляров ограничен, то аккуратно отломим часть уже использованного капилляра, в который зашла подкрашенная вода, и воспользуемся оставшейся частью. Повторим опыт несколько раз для определения разброса результатов, которые запишем в таблицу 1. По результатам измерений можно сделать вывод, что измерений должно быть 4 или более.

Таблица 1

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	среднее	дисперсия
h , мм	49	50	48	47	52	50	51	49	49,5	3,4

Отклонение измерений друг от друга может быть заметным, но при достаточном числе опытов погрешность укладывается в пределах 5%.

По найденному значению высоты определим искомый угол:

$$\theta = \arccos\left(\frac{\rho ghr}{2\sigma}\right) \approx 60^\circ.$$

2. Повторим аналогичный опыт с неизвестной жидкостью. Результаты сведем в таблицу 2.

Таблица 2

№ опыта	1	2	3	4	5	6	7	8	среднее	дисперсия
h , мм	33	37	35	31	36	32	34	33	33,9	5,5

Разделив друг на друга две формулы, записанные как в пункте 1 при равновесии для воды и для неизвестной жидкости, получим:

$$\sigma_{\text{ж}} = \sigma_{\text{в}} \frac{h_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}}{h_{\text{в}} \rho_{\text{в}}} = 60 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Н}}{\text{м}}.$$

3. Выведем расчетную формулу для определения коэффициента вязкости. Разность давлений на концах обеспечивается при горизонтальном расположении только силами поверхностного натяжения: $\Delta p = 2\sigma \cos\theta / r$. Тогда:

$$Q = \frac{dV}{dt} = \frac{dl}{dt} \cdot \pi r^2 = \frac{2\sigma \cos\theta}{r} \cdot \frac{\pi r^4}{8\eta l}.$$

Перегруппируем и проинтегрируем это выражение:

$$l dl = \frac{\sigma r \cos\theta}{4\eta} dt \Rightarrow l^2 = \frac{\sigma r \cos\theta}{2\eta} \cdot t.$$

Зависимость $l^2(t)$ является линейной. Поэтому можно построить прямую вида $l^2 = at + b$, угловым коэффициентом которой и позволит найти искомую вязкость: $a = \frac{\sigma r \cos\theta}{2\eta}$.

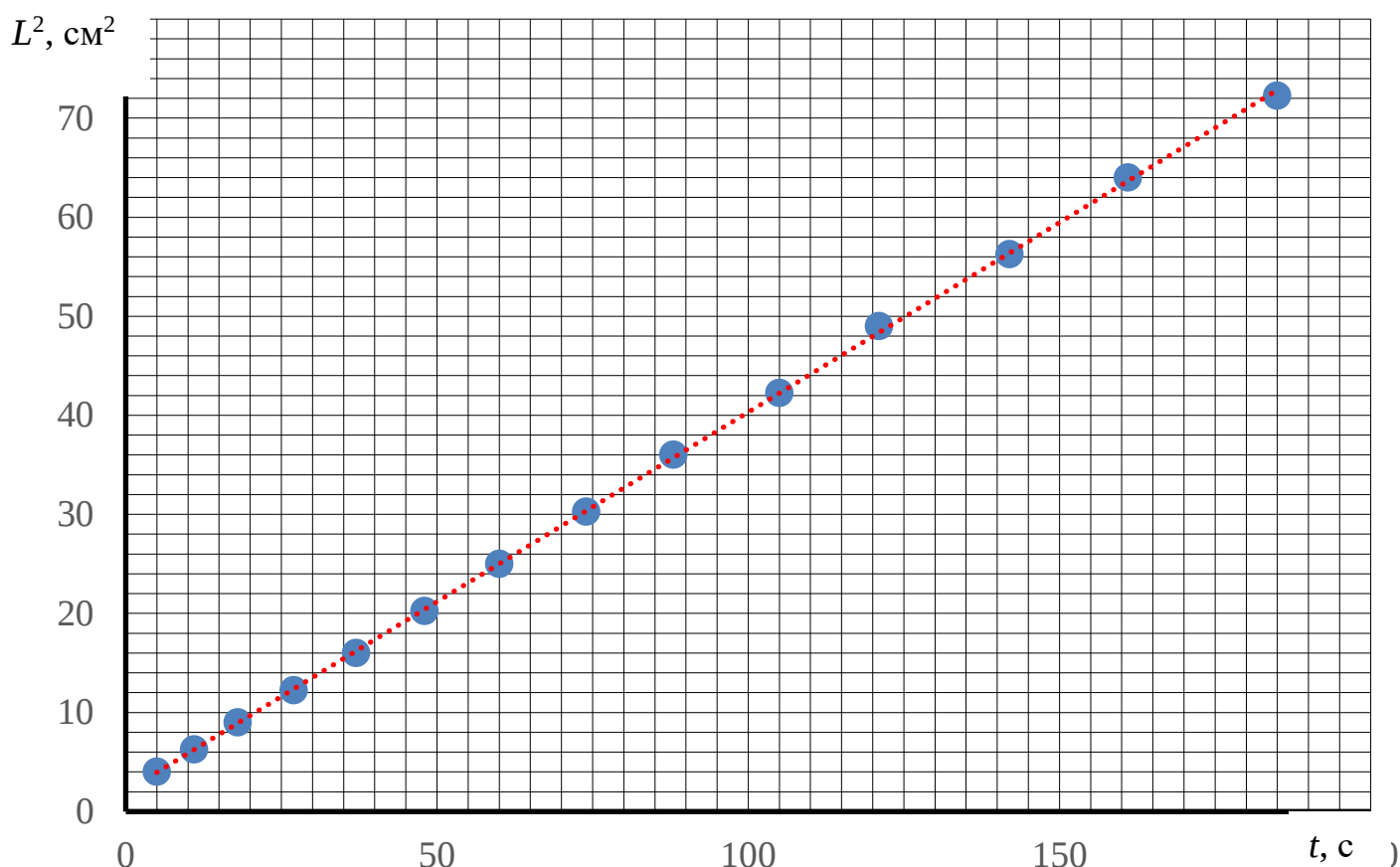
Полученную формулу для углового коэффициента можно переформатировать, если воспользоваться результатами пункта 1: $\eta = \frac{\sigma r \cos\theta}{2a} = \frac{\rho ghr^2}{4a}$.

3. Положим капилляр на пластину. Параллельно ему на некотором расстоянии расположим линейку, так чтобы начало капилляра совпадало с нулем отсчета. Капнем каплю с исследуемой жидкостью на основание капилляра и одновременно запустим секундомер. Диаметр капли, как и в предыдущих пунктах, 3-5 мм. Будем снимать отсчеты времени при прохождении жидкости по капилляру. Для простоты ориентируемся при измерениях на целочисленные значения. По результатам измерений составим таблицу.

Таблица 3

$t, \text{с}$	5	11	18	27	37	48	60	74	88	105	121	142	161
$l, \text{см}$	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0
$l^2, \text{см}^2$	4,00	6,25	9,00	12,25	16,00	20,25	25,00	30,25	36,00	42,25	49,00	56,25	64,00

Согласно данным таблицы построим график зависимости l^2 (квадрата расстояния, на который зашла жидкость в капилляр) от времени.



На рисунке показаны экспериментальные точки, нанесенные по одной из нескольких различных серий измерений. Результаты разных серий показывают хорошую повторяемость.

Таблица 4

№ опыта	1	2	3	4	5	6	среднее	дисперсия
$a, \text{мм}^2/\text{с}$	38,3	35,5	36,2	37,6	40,0	40,6	38,0	4,9

Угловым коэффициентом прямой (в среднем по шести разным сериям измерений) составляет:

$$a = (38 \pm 3) \text{ мм}^2/\text{с}.$$

По этому угловому коэффициенту определяем вязкость неизвестной жидкости:

$$\eta = (60 \pm 5) \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}.$$

5. По результатам пункта 4 находим:

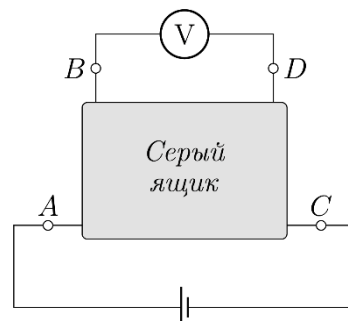
$$l_0 \approx \frac{r}{\eta} \sqrt{\rho \sigma r} = \frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{14 \cdot 10^{-3}} \cdot \sqrt{1200 \cdot 14 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,64} \approx 0,4 \text{ мм}.$$

Это означает, что экспериментально наблюдать процесс установления ламинарного течения в условиях поставленного опыта затруднительно. Можно получить это значение только путем расчетов.

Возможное решение

В первую очередь сопоставим положение переключателя и замыкаемые им контакты. Для этого измерим сопротивление участка BD омметром. Результат измерения при первом положении переключателя $r_1 = 1,1 \text{ Ом}$, в другом $r_2 = 27,3 \text{ Ом}$. Из этого можно сделать вывод, что первом положении замыкаются D и C, а во втором D и A. Обозначим первое положение переключателя «С», а другое – «А».

1. Соберем электрическую цепь (схема представлена на рисунке) для снятия ВАХ участка АВ в одном и в обратном (путем изменения полярности источника) направлениях. Прямым назовем направление, при котором «+» источника подключается к точке «А», обратным – к точке «В». Напряжение будем определять по вольтметру при положении переключателя «А» (на пределе 20 В), а силу тока через участок АВ будем вычислять по напряжению на резисторе, включенном между клеммами В и С, переводя для этого переключатель в положение «С» и переключив вольтметр на предел 200 мВ или 2В (при больших токах).



Полученные данные представлены в таблице.

ВАХ прямая (от А к С)

$U_{AB}, \text{В}$	$U_R, \text{мВ}$	$I, \text{мА}$
2,49	83,4	83
3,37	103,7	104
3,93	116,6	117
4,48	128,7	129
4,94	139	139
5,56	152,5	153
5,99	162,1	162
6,41	170,7	171
7,21	187,4	187
7,78	197,6	198
8,36	207	207
8,86	215	215
9,26	224	224
9,74	233	233
10,38	244	244

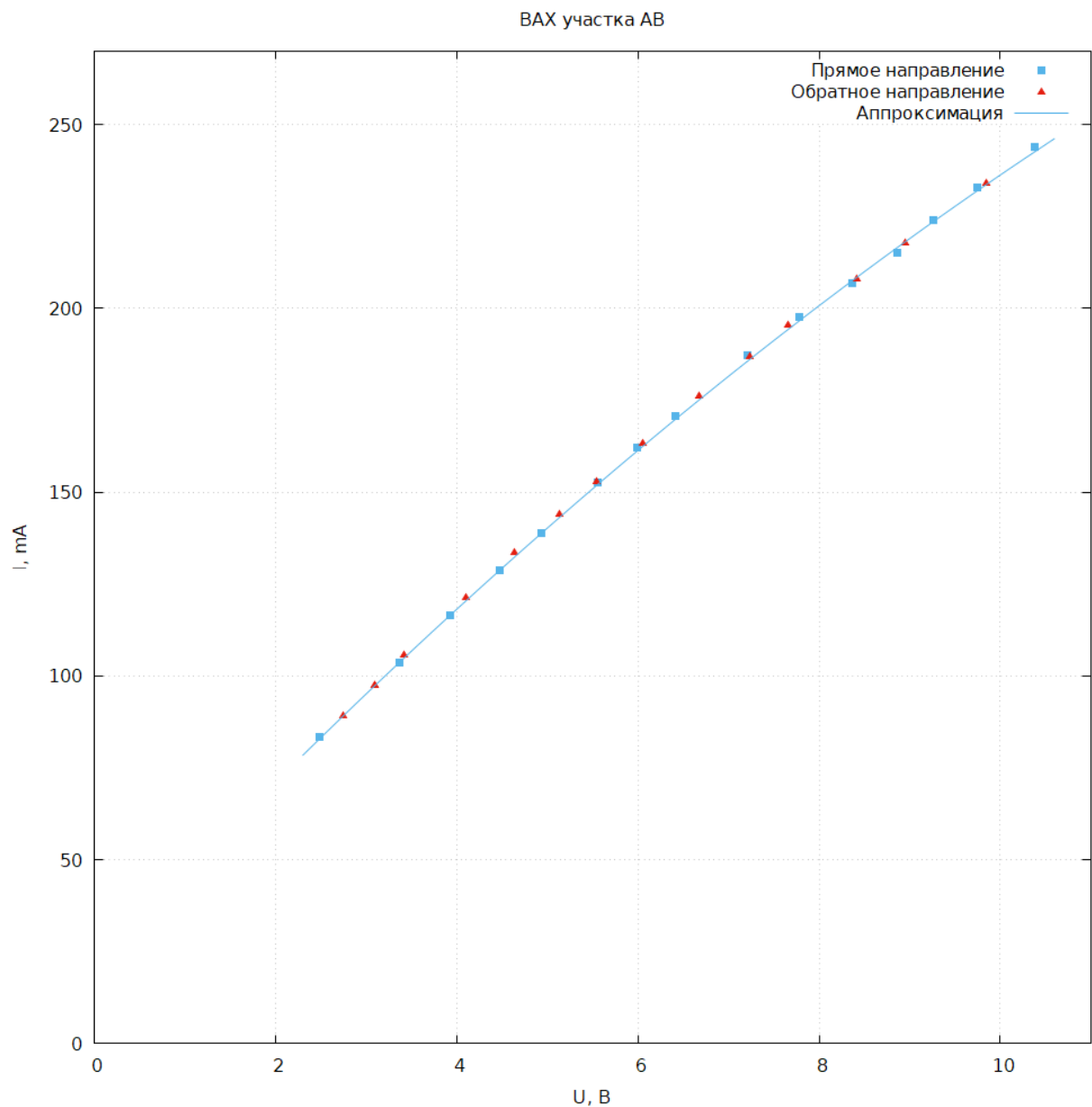
ВАХ обратная (от С к А)

$U_{AB}, \text{В}$	$U_R, \text{мВ}$	$I, \text{мА}$
2,75	89,2	89
3,09	97,6	98
3,42	105,7	106
3,09	97,6	98
4,10	121,3	121
4,64	133,7	134
5,13	144,1	144
5,54	152,9	153
6,05	163,5	164
6,67	176,3	176
7,23	187,1	187
7,66	195,4	195
8,42	208	208
8,95	218	218
9,85	234	234

Заметим, что при подключении источника «плюсом» к точке А и «минусом» к точке к С при малых напряжениях не горят ни лампочки ни светодиод, затем при увеличении напряжения яркость свечения ламп все время увеличивается, а яркость свечения диода сначала увеличивается, а затем обратно уменьшается до нуля. Также заметим, что при резком увеличении напряжения светодиод ненадолго ярко вспыхивает, а потом его яркость снижается. Яркости лампочек все время

примерно равные. При обратной полярности подключения источника поведение ламп остается таким же, а светодиод не загорается.

2. По полученным данным построим график ВАХ участка АВ.

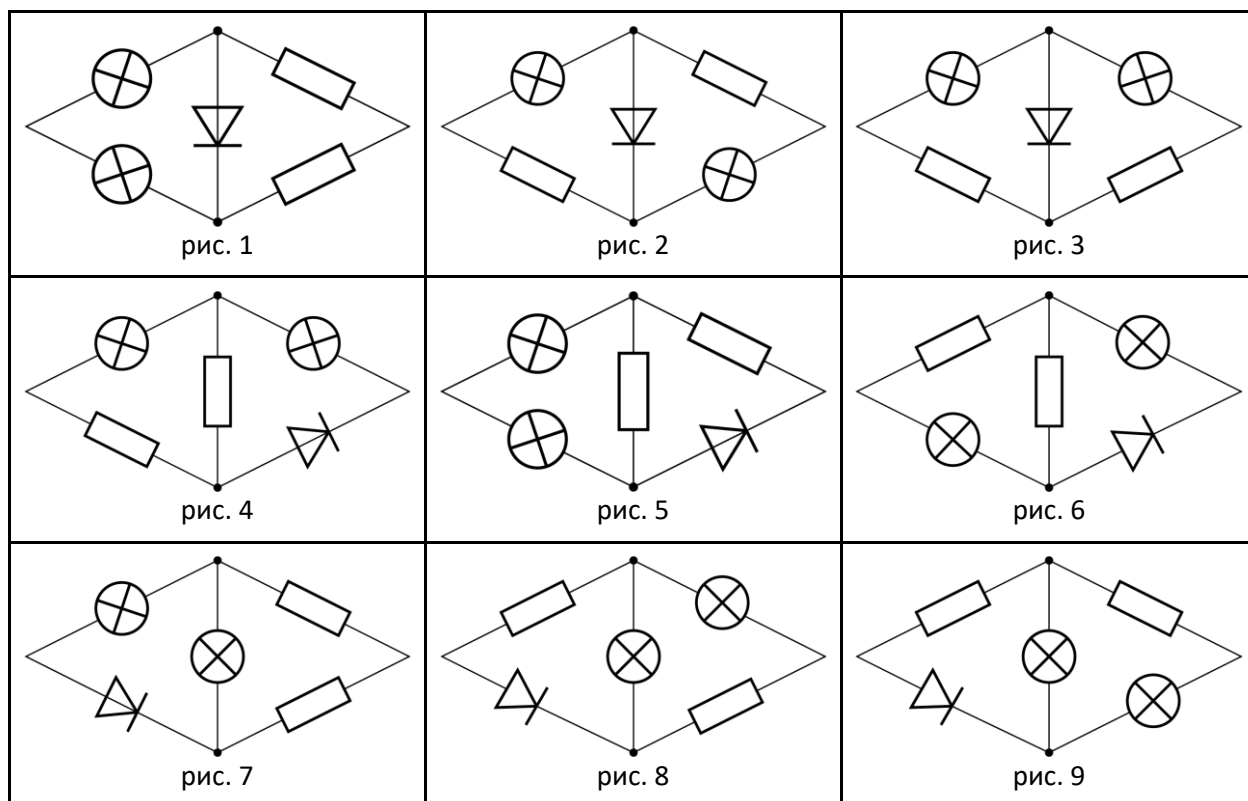


3. Определим схему расположения элементов.

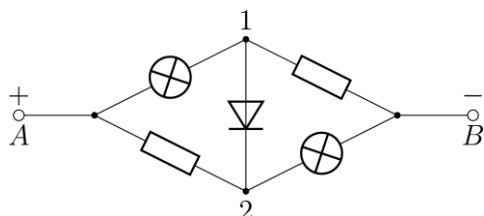
Заметим, что ВАХ в прямом направлении не отличается заметным образом от ВАХ в обратном направлении и при смене направления тока изменяется только поведение диода.

Лампочки всегда горят с примерно одинаковой яркостью, значит ток через них всегда примерно одинаковый.

При прямом подключении яркость светодиода сначала возрастает, а затем убывает. Значит при росте напряжения источника напряжение на диоде сначала растет, а затем начинает уменьшаться. Такое может происходить только из-за лампочек, которые обладают нелинейной ВАХ. Рассмотрим возможные схемы расположения элементов (пока не обращая внимания на полярность подключения диода).



В схемах 1 и 3 обеспечивается равный ток через лампочки, но в силу симметрии напряжение на диоде всегда будет нулевым и он никогда не загорится. В схемах 4 -9 не обеспечивается одинаковый ток через лампы при закрытом диоде. Остается схема 2, рассмотрим ее более подробно.

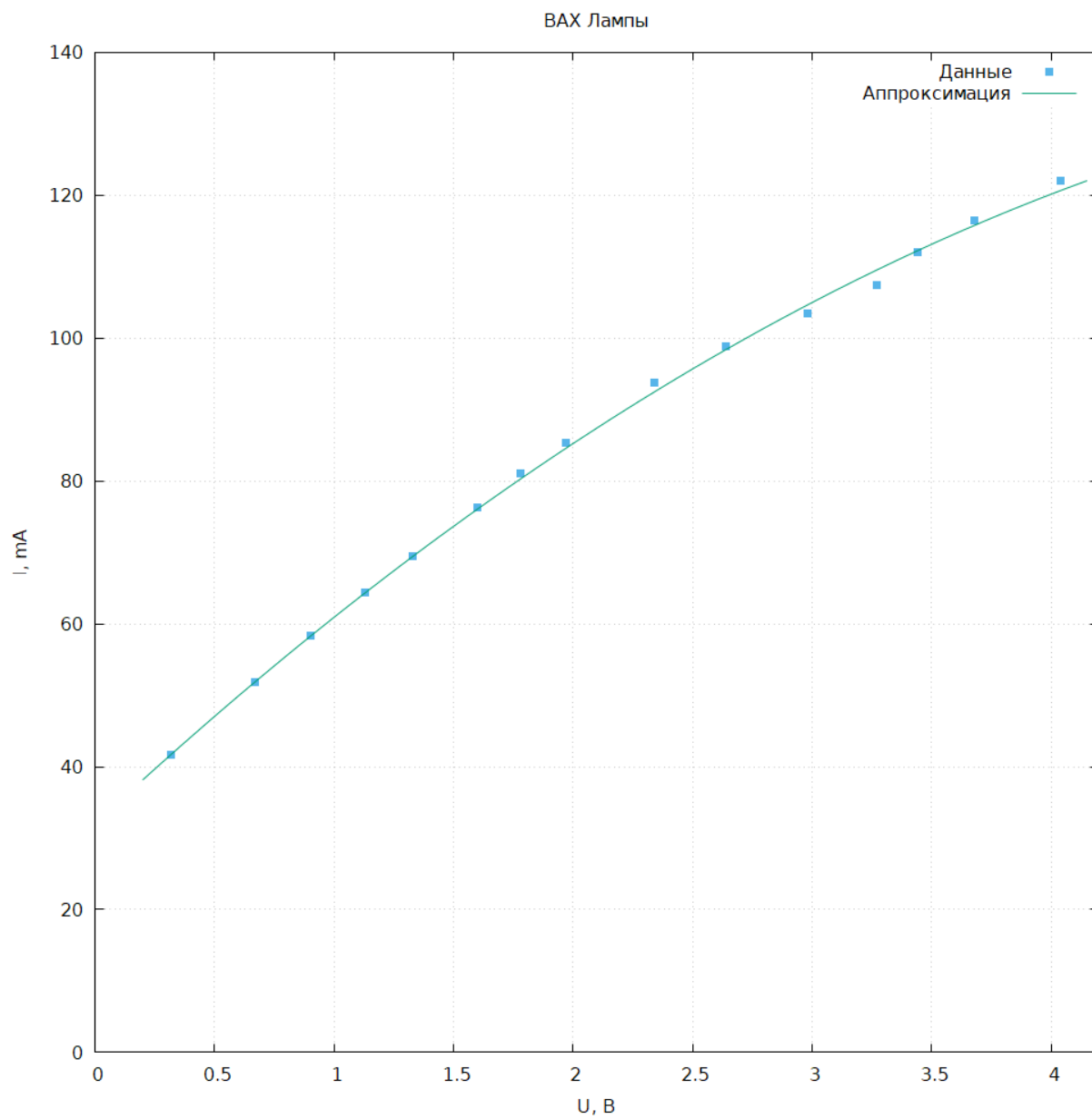


При увеличении тока в цепи спирали ламп начинают разогреваться и их сопротивление значительно возрастает. Если сопротивление ламп мало (лампы холодные), то потенциал точки 1 оказывается близок к потенциалу точки А, а потенциал точки 2 ближе к потенциалу точки В. При этом на диоде возникает напряжение U_D в прямом направлении, и отношение напряжения на диоде к напряжению на всей цепи $k = \frac{U_D}{U_{AB}}$ максимально. По мере нагрева ламп и роста их сопротивлений потенциалы точек 1 и 2 начинают приближаться к потенциалам точек В и А соответственно, что приводит к уменьшению напряжения на диоде относительно входного напряжения. (коэффициент k начинает уменьшаться). При малых U_{AB} диод не горит, так как мало общее напряжение и даже несмотря на то, что коэффициент k может быть близок к единице, напряжения на диоде не достаточно для его свечения. По мере роста U_{AB} растет и напряжение на диоде и он загорается. При дальнейшем увеличении U_{AB} диод гаснет, так как напряжение на нем уменьшается вследствие уменьшения коэффициента k . При изменении полярности подключения источника ток через диод не будет идти. Таким образом выбранная нами схема согласуется с наблюдаемыми эффектами, а другие возможные варианты ранее были отброшены.

Отметим, что если изменить направление диода на противоположное, то коэффициент k по мере роста U_{AB} также будет расти. Значит диод или всегда не будет гореть (зависит от соотношения сопротивлений резистора и лампы) или его яркость будет увеличиваться монотонно.

4. Построим график ВАХ лампы. Для этого воспользуемся ВАХ «серого ящика» при обратном подключении. В этом случае ток через диод не идет и в «сером ящике» получается две одинаковых параллельных ветви. Исходя из схемы $I_L = \frac{I_A}{2}$, $U_L = U_A - \frac{I_A}{2}r$, где $r = 52 \text{ Ом}$.

$U_{AB}, \text{ В}$	$U_R, \text{ мВ}$	$I, \text{ мА}$	$I_L, \text{ мА}$	$U_L, \text{ В}$
2,49	83,4	83	42	0,32
3,37	103,7	104	52	0,67
3,93	116,6	117	58	0,90
4,48	128,7	129	64	1,13
4,94	139	139	70	1,33
5,56	152,5	153	76	1,60
5,99	162,1	162	81	1,78
6,41	170,7	171	85	1,97
7,21	187,4	187	94	2,34
7,78	197,6	198	99	2,64
8,36	207	207	104	2,98
8,86	215	215	108	3,27
9,26	224	224	112	3,44
9,74	233	233	117	3,68
10,38	244	244	122	4,04



5. Из графика видно, что при номинальном напряжении на лампе $U_{\text{ном}} = 3,0 \text{ В}$, через нее течет ток $I_{\text{ном}} = 106 \text{ мА}$. Отсюда находим номинальную мощность $P_{\text{ном}} = U_{\text{ном}} \cdot I_{\text{ном}} = 0,32 \text{ Вт}$.