Всероссийская олимпиада школьников по физике
Региональный этап
23 - 25 января 2020 г.

ФЭ11-1

Фамилия Кочетков

Имя Виктор

Отчество Викторович

Класс 11

Территория г. Березники

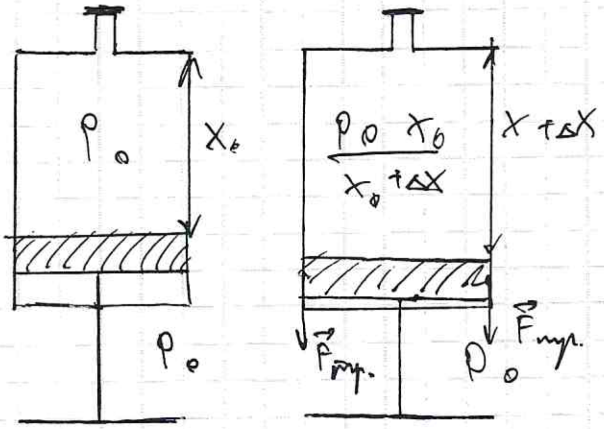
Образовательная организация МАОУ „СОШ с УИОП № 3"

ФЭ11-1

| 1 | 2 | Σ |
|---|---|---|
| 6 | 8 | 14 |

~ 11 – 1.

1). Убедимся в том, что силы трения поршня о стенки ~~корпуса~~ корпуса шприца малы. Для этого наберём в шприц какое-то кол-во атмосферного воздуха и заткнем заглушкой. Пусть длина части шприца, в которой находится воздух, равна $x_0$:



Если оттянуть поршень и отпустить, то из-за наличия сил трения в начальное положение он уже не вернётся. Пусть поршень сместился на $\Delta x$. Условие равновесия поршня:

$$F_{тр} + \frac{P_0 S x_0}{x_0 + \Delta x} = P_0 S, \quad S \text{ - площадь сечения}$$

поршня.

$$F_{тр.} = P_0 S\left(1 - \frac{x_0}{x_0 + \Delta x}\right) = \frac{P_0 S \Delta x}{x + \Delta x} = \frac{P_0 S \cdot \Delta V}{V + \Delta V}.$$

$$\frac{F_{тр.}}{P_0 S} = \frac{\Delta V}{V + \Delta V}.$$

Опыт показывает, что при $V_0 = 15$ мл $\Delta V \approx 0{,}25$ мл

$$\Rightarrow \frac{F_{тр.}}{P_0 S} = \frac{\Delta V}{V + \Delta V} = \frac{0{,}25}{15{,}25} = 0{,}0164$$

$\Downarrow$

1б(1п.) $\boxed{F_{тр.} << P_0 S.}$ Силой трения можно пренебречь.

2) Сначала оценим величину парциального давления насыщенного водяного пара при начальной температуре.

Кочетков Виктор
Викторович, г. Березники,
МАОУ „СОШ с УИОП №3"

Для этого нальём в стакан немного воды из бутылки и дождёмся того момента, когда газ улетучится. Для быстроты будем попутно взбалтывать стакан. После наберём 10 мл воздуха в шприц и после этого немного воды из стакана. После закроем шприц заглушкой.
~~Объём~~ Объём воздуха после установления равновесия будет больше 10 мл из-за наличия давления паров воды. Условие равновесия поршня:

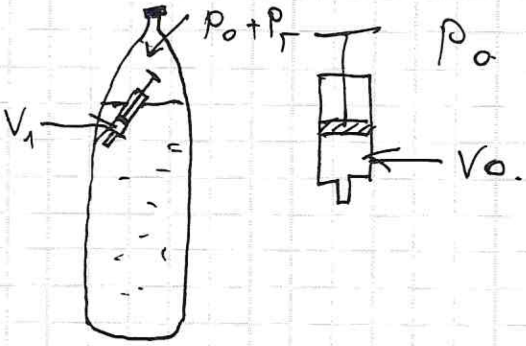
$$P_П + \frac{P_0 V_0}{V_0 + \Delta V} = P_0., \quad P_П$$ – давление насыщенного водяного пара.

$$\frac{P_П}{P_0} = \frac{\Delta V}{V_0 + \Delta V}$$; Эксперимент показывает, что при $V_0 = 10$ мл, $\Delta V \approx 0{,}3$ мл $\Rightarrow \frac{P_П}{P_0} = \frac{0{,}3}{10+0{,}3} \approx 0{,}029 \Rightarrow$

$\Rightarrow \boxed{P_П << P_0}$; Парциальным давление водяного пара можно пренебречь.
Итак, $P_П << P_0 \Rightarrow$ давление в бутылке складывается из атмосферного давления $P_0$ и парциального давления газа $P_Г$.
Способ определения $P_Г$: Набираем в шприц объём воздуха $V_0$, закрываем заглушкой, погружаем шприц в одну из бутылок так, чтобы поршень не упирался в крышку бутылки. Для того, чтобы этого достичь, нужно чтобы над поршнем в цилиндре была вода. Но её гидростатическим давлением можно пренебречь, так как высота столба жидкости

порядка 10 см, а это всего один килопаскаль; 1 кПа << $P_0$. После этого встряхиваем бутылку и ждём установления равновесия. Затем измеряем объём воздуха в шприце $V_1$. Очевидно, что конечное давление воздуха $P_0 + P_Г$. Считая процесс сжатия изотермическим, можно записать уравнение Бойля - Мариотта:

установка:




$$P_0 V_0 = (P_0 + P_Г) V_1.$$

$$P_0 (V_0 - V_1) = P_Г \cdot V_1.$$

$$\boxed{P_Г = P_0 \left(\frac{V_0}{V_1} - 1\right)}$$

Проведём серию экспериментов:

| $V_0$ мл. | 5 | 7 | 6 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|
| $V_1$ мл. | 2 | 3 | 2,2 | 3,5 | 4. |
| $P_Г$, кПа | 150 | 133,3 | 172,7 | 128,6 | 125 |

2б (п.2)

1б (п.3)

2б (п.4)

$$P_{Г ср.} = \frac{P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + P_5}{5} \approx 142 \text{ кПа}.$$

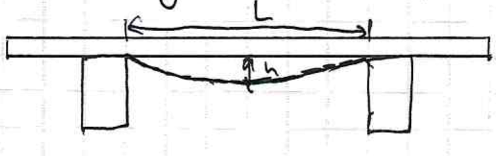
п.п. 5-9 = 0б

$$\boxed{P_Г = 142 \text{ кПа}}$$

6б

11-2.

Соберём установку:

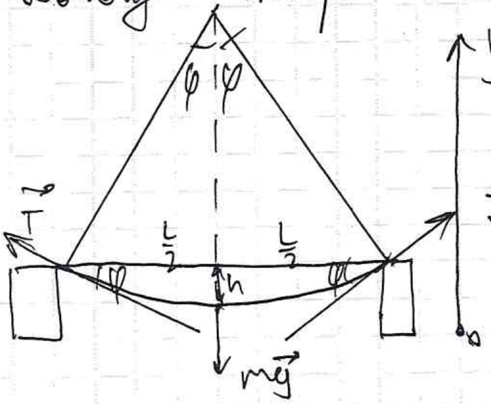
1) 

Проведём серию опытов:

| L, см | 30 | 40 | 45 | 50 | 55 | 60 | 65 | 70 | 80 | 90 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| h, см | 0,9 | 1,5 | 2,1 | 2,4 | 3,1 | 3,5 | 3,8 | 4,4 | 5,8 | 7,5 | |

График представлен на миллиметровой бумаге.

3) Вывод теоретического выражения:




Лента приблизительно растянута по дуге окружности. Пусть радиус дуги R.

$R = \frac{L}{2\sin\varphi}$.

$L + \Delta L = R \cdot 2\varphi = \frac{L\varphi}{\sin\varphi}$ — длина удл.

$m = \rho(L + \Delta L)S = \frac{\rho L \varphi S}{\sin\varphi}$ — масса ленты.

$h = R(1 - \cos\varphi) = \frac{R\varphi^2}{2}$ — стрела прогиба

$h = \frac{\varphi^2 L}{4\sin\varphi}$.

Условие равновесия ленты на ось Oy:

$2\sin\varphi\, T = mg$; $T = \frac{ES\Delta L}{L}$.

$\frac{2ES\Delta L}{L}\sin\varphi = \frac{\rho L \varphi S \cancel{\sin\varphi}}{\sin\varphi} \cdot g$.

$\Delta L = 2\varphi R - L = \frac{L(\varphi - \sin\varphi)}{\sin\varphi}$.

$2E\cancel{S}(\varphi - \sin\varphi) = \frac{\rho L \varphi \cancel{S} g}{\sin\varphi}$.

$\sin\varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{6}$ при малых $\varphi$.

$\frac{E\,S\,\varphi^{\cancel{2}3}}{3} = \frac{\rho g L \cancel{\varphi}}{\sin\varphi}$

$E\,\cancel{S}\,\varphi^3\left(1 - \frac{\varphi^2}{6}\right) = 3\rho g L;$

$\varphi \ll 1 \Rightarrow \frac{\varphi^2}{6} \ll \varphi \ll 1 \Rightarrow 1 - \frac{\varphi^2}{6} \simeq 1.$

$E\,\varphi^3 = 3\rho g L.$

$\varphi = \sqrt[3]{\frac{3\rho g L}{E}}.$

$h(L) = \frac{L\varphi^2}{4\sin\varphi} = \frac{L\varphi^2}{4\varphi - \frac{2\varphi^2}{3}} = \frac{12L\varphi}{12 - 2\varphi} =$

$= \frac{6L\varphi}{6-\varphi} \simeq L\varphi = L\cdot\left(\frac{3\rho g L}{E}\right)^{\frac{1}{3}} =$

$= \left(\frac{3\rho g}{E}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot L^{\frac{4}{3}}.$

$\boxed{h(L) = \left(\frac{3\rho g}{E}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot L^{\frac{4}{3}}}$, $n = \frac{4}{3} = 1,333$

2) Если $h = A\cdot L^n$, то:

$\frac{h_1}{L_1^n} = \frac{h_2}{L_2^n} = \frac{h_3}{L_3^n} = \ldots = \frac{h_{10}}{L_{10}^n} = A = const.$

По результатам экспериментов ? $n \simeq 1,6$. ?

$n_{ист} = 1,333;$ $\varepsilon_n = \frac{n - n_{ист}}{n_{ист}} \approx \underline{20\%}$. как определили?

4) $h = A L^n$.

$A_1 = \frac{h}{L^n} \approx \cancel{0{,}3292}\ 0{,}0039 = \left(\frac{3\rho g}{E}\right)^{\frac{1}{3}}$.

$A_2 = \frac{h}{L^{\frac{4}{3}}} = \left(\frac{3\rho g}{E_{ист}}\right)^{\frac{1}{3}}$

$E_{ист}$ – теоретический модуль Юнга.

1. 4б
2. ~~1б~~
3. 0б
4. 3б
5. 0б

8б

ТН-1

Всероссийская олимпиада школьников по физике
Региональный этап
23 - 25 января 2020 г.

Фамилия Кочетков

Имя Виктор

Отчество Викторович

Класс 11

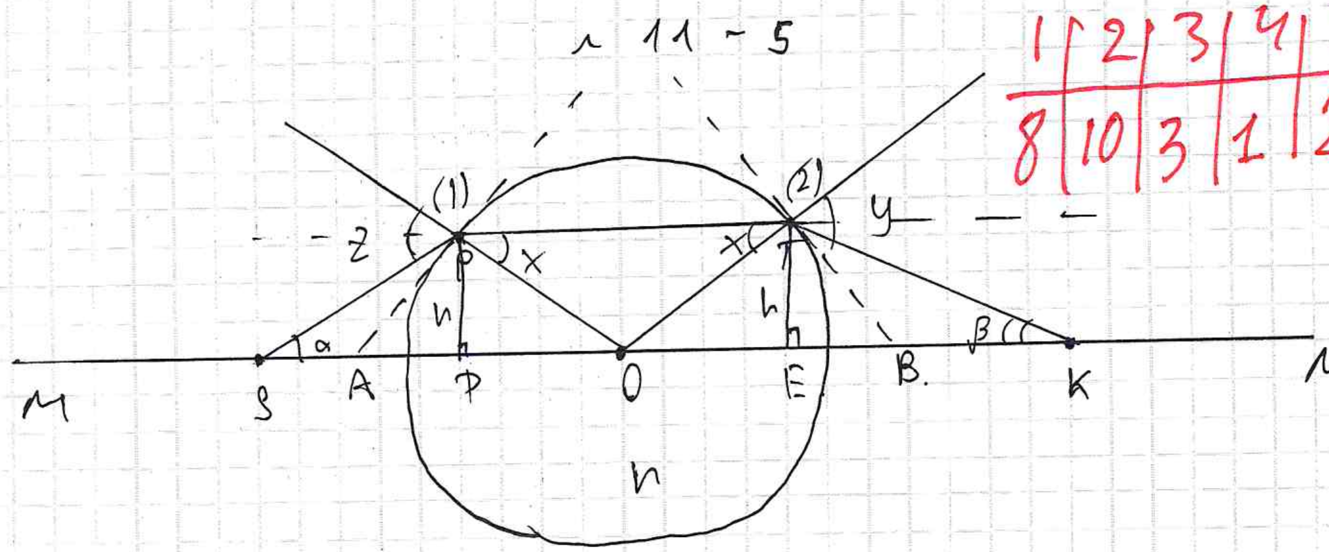
Территория г. Березники

Образовательная организация МАОУ „СОШ с УИОП № 3"

T11-1

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | Σ |
|---|---|---|---|---|---|
| 8 | 10 | 3 | 1 | 2 | 24 |

№ 11 – 5




Пусть луч пересекает границу сферы в точках P и T. Обозначим углы падения и преломления: $x, y, z$ ($\triangle POT$ – равнобедренный, поэтому $\angle PTO = \angle TPO = x$). Закон Снелла:

(1) $\dfrac{\sin z}{\sin x} = n.$ $\Rightarrow \sin y = \sin z;\ y = z.$

(2) $\dfrac{\sin x}{\sin y} = \dfrac{1}{n}$

$\angle OTB = 90°$, $\angle OPA = 90° \Rightarrow \angle SPA = \angle KTB = 90° - y = 90° - z \Rightarrow \angle PTK = \angle TPS \Rightarrow$

$\Rightarrow SPTK$ – р/б трапеция $\Rightarrow PT \parallel MN$.

Строим перпендикуляры из P и T на MN, пусть их длина h.

луч ∦ SK

Заметим, что $z = \alpha + x$, откуда $n = \dfrac{\sin(\alpha + x)}{\sin x}$.

$n \sin x = \sin\alpha \cdot \cos x + \sin x \cdot \cos\alpha.$

$\sin x\,(n - \cos\alpha) = \sin\alpha \cdot \cos x.$

$\operatorname{tg} x = \dfrac{\sin\alpha}{n - \cos\alpha}.$

$1 + \operatorname{tg}^2 x = \dfrac{1}{\cos^2 x}$; $\Rightarrow \cos^2 x = \dfrac{n^2 - 2n\cos\alpha + \cos^2\alpha}{n^2 - 2n\cos\alpha + 1}.$

$$\cos x = \sqrt{\frac{n^2 - 2n\cos\alpha + \cos^2\alpha}{n^2 - 2n\cos\alpha + 1}}$$

$$OD = OE = R\cos x$$

$$\frac{h}{OD} = \operatorname{tg} x \Rightarrow h = \operatorname{tg} x \cdot OD = \operatorname{tg} x \cdot \cos x \cdot R$$

$$SD = \frac{h}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{\operatorname{tg} x \cdot \cos x \cdot R}{\operatorname{tg}\alpha}$$

$$KE = \frac{h}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{\operatorname{tg} x \cdot \cos x \cdot R}{\operatorname{tg}\beta}$$

$$KE + SE + OD + OE = SK = l.$$

Из этого уравнения можно выразить радиус R. Опустив преобразования, получим:

$$R = \frac{l}{\sqrt{\frac{n^2 - 2n\cos\alpha + \cos^2\alpha}{n^2 - 2n\cos\alpha + 1}} \cdot \left(2 + \left(\frac{\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\beta}{n - \cos\alpha}\right)\frac{\cos\alpha}{\operatorname{tg}\beta}\right)}$$

$$SO = OD + SD$$

Зная R, из этого уравнения можно выразить SO.

$$SO = \frac{l n}{(n - \cos\alpha)\left(2 + \left(\frac{\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\beta}{n - \cos\alpha}\right)\frac{\cos\alpha}{\operatorname{tg}\beta}\right)}$$

При данных $l = 0{,}1$ м., $n = 2$, $\alpha = 60^\circ$ и $\beta = 30^\circ$

$R = \underline{3{,}464 \text{ см}}.$

$SO = \underline{4 \text{ см}}.$

№ 11.1

Запишем теорему Гаусса для нахождения напряжённости поля внутри заряженного шара на расстоянии $r < R$ от центра:

$$4\pi r^2 \cdot E = 4k \cdot \pi \cdot \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r^3.$$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0}.$$

Итак, $E \sim r$. Рассмотрим 1-ый случай, когда запускают диполь. Поскольку $\rho > 0$ ? то запускать диполь нужно положительным зарядом в канал. Пусть ближайший к центру шарик находится на расстоянии $x$ от центра. Тогда равнодействующая электрических сил равна.

$F_{эл.} = qE(x+l) - qE(x)$, где $q$ - заряд одного шарика

$F_{эл.} = \frac{q\rho l}{3\varepsilon_0} = const$, так как $l \ll d$, что движение диполя можно считать равноускоренным, причём после прохождения центра ускорение сменит знак. До центра и от центра до противоположного конца он диполь будет двигаться $\frac{t_A}{2} \Rightarrow \frac{F_{эл}}{2m} \cdot \frac{\left(\frac{t_A}{2}\right)^2}{2} \cdot 2 = d$, где $m$ - масса одного шарика.

$$\frac{q\rho l}{24\varepsilon_0 m} \cdot t_A^2 = d. \quad (1)$$

Рассмотрим 2-ой случай. Здесь нужно запускать отрицательно заряженный шарик, так как $\rho > 0$.

$$F_{эл.}(x) = -qE(x) = -\frac{q\rho x}{3\varepsilon_0}$$

$$ma = -\frac{q\rho x}{3\varepsilon_0}$$

$a = -\frac{q\rho}{3\varepsilon_0 m} \cdot x = -\omega^2 x$ – уравнение колебательного движения.

$$\omega = \sqrt{\frac{q\rho}{3\varepsilon_0}}$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{3\varepsilon_0 m}{q\rho}}$$

$$(2)\ t_ш = \frac{T}{2} = \pi\sqrt{\frac{3\varepsilon_0 m}{q\rho}}$$ ~~...~~

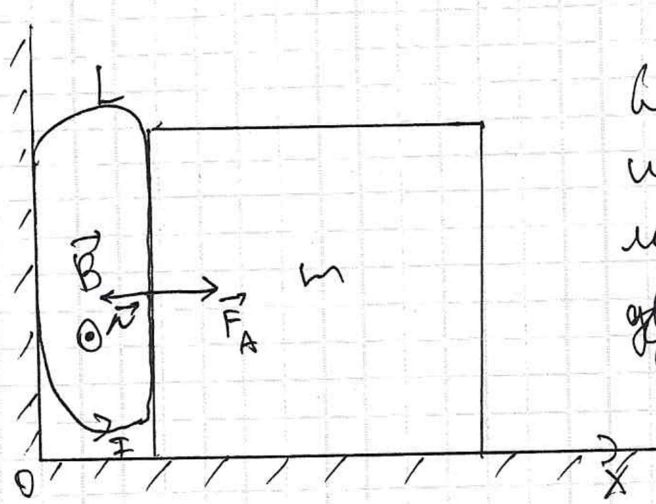
Итак, мы получили систему из 2-ух уравнений:

$$\begin{cases} t_ш = \pi\sqrt{\dfrac{3\varepsilon_0 m}{q\rho}} \\ d = \dfrac{q\rho l}{24\varepsilon_0 m} \cdot t_п^2 \end{cases}$$

Решая её, находим $\boxed{l = \frac{8 t_ш^2 d}{\pi^2 t_п^2}}$ −

№ 11-2.

Очевидно, что невесомая петля ~~в невесомости~~ стремится




принять форму кольца. Следовательно, дуги вверху и внизу петли в любой момент представляют собой ~~дуги~~ дуги окружностей. Причём диаметр этих дуг всегда равен расстоянию от куба до стены.

На часть провода, соприкасающуюся с кубом действуют две силы: сила Ампера и сила реакции кубика. Если расстояние от стены до кубика $x$, то длина провода, соприкасающегося с кубом равна $\frac{L-\pi x}{2}$. Так как петля невесома, то

$$F_A = N.$$

$$N(x) = \frac{BI}{2}(L-\pi x).$$

dA за малый промежуток времени:

$$dA = N(x)\cdot dx$$

В конечном положении расстояние от куба до стены равно $\frac{L}{\pi}$. $\Rightarrow A = \int_{x_0}^{\frac{L}{\pi}} N(x)\,dx =$

$$= \frac{BI}{2}\int_{x_0}^{\frac{L}{\pi}}(L-\pi x)\,dx = \frac{BI}{2}\left(Lx - \frac{\pi x^2}{2}\right)\Bigg|_{x_0}^{\frac{L}{\pi}} =$$

$$= \frac{BI}{2}\left(\frac{L^2}{\pi} - \frac{L^2}{2\pi} - Lx_0 + \frac{\pi x_0^2}{2}\right) = \frac{BI}{2}\left(\frac{\pi x_0^2}{2} - Lx_0 + \frac{L^2}{2\pi}\right)$$

По теореме о кинетической энергии:

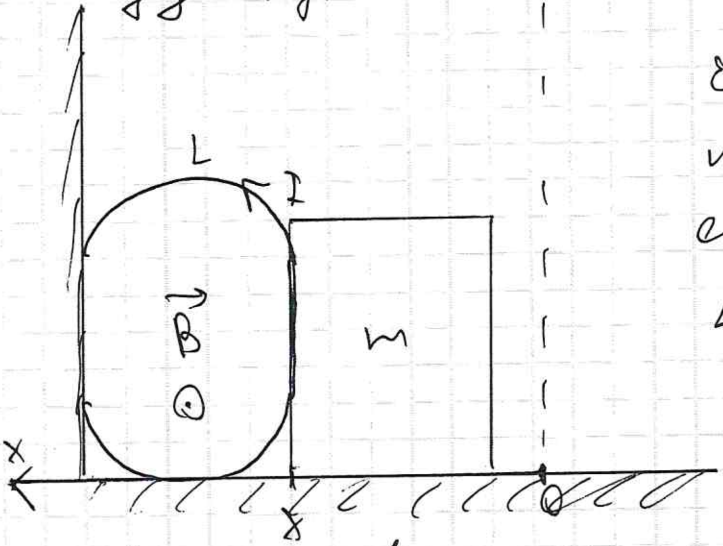
$$E_K = A \Rightarrow \frac{mv_m^2}{2} = \frac{BI}{2}\left(\frac{\pi x_0^2}{2} - Lx_0 + \frac{L^2}{2\pi}\right).$$

$$v_m^2 = \frac{BI}{m}\left(\frac{\pi x_0^2}{2} - Lx_0 + \frac{L^2}{2\pi}\right) =$$

$$= \frac{BI}{2m}\left(\pi^2 x_0^2 - 2\pi L x_0 + L^2\right) = \frac{BI}{2m}(\pi x_0 - L)^2.$$

$$\boxed{v_m = (L - \pi x_0)\sqrt{\frac{BI}{2m}}.}$$

Теперь будем отсчитывать координату от конечного положения, т.е. когда расстояние между кубом и стенкой равно $\frac{L}{\pi}$.




Если координата равна $x$ то длинна соприкасающегося с кубом куска провода равна $\frac{L - \pi\left(\frac{L}{\pi} - x\right)}{2} = \frac{\pi x}{2}$

Сила, действующая на кубик, направлена против оси $x$ $\Rightarrow$. $F_x = -\frac{BI\pi x}{2}$

$$ma_x = -\frac{BI\pi}{2}\cdot x.$$

$a_x = -\frac{BI\pi}{2m}\cdot x$ — уравнение колебательного движения. $\omega^2 = \frac{BI\pi}{2m}$.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{2m}{BI\pi}}.$$

Очевидно, что искомое время $t_m$ будет равно четверти периода:

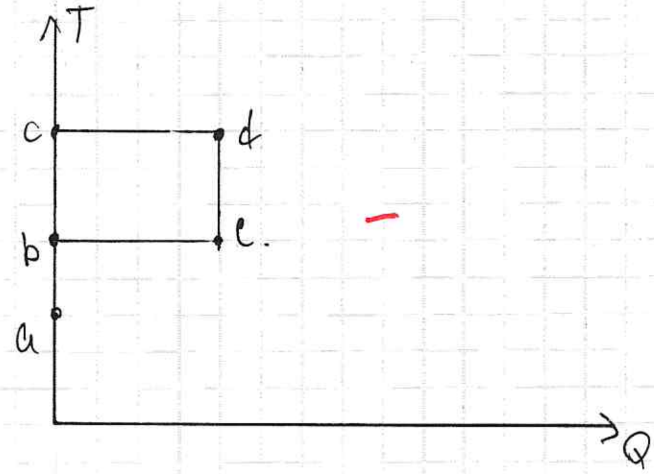
$$\boxed{t_m = \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{2m}{BI\pi}}}$$ +

№ 11 - 3.

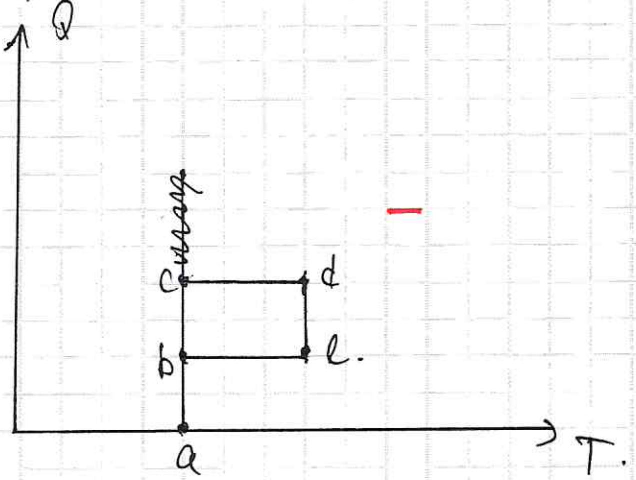
Поскольку точка a — это начальное состояние, то количество теплоты, подведённое в этой точке равно 0 => точка a лежит на оси T.

Возможны 2 варианта:

1) ab ∥ оси T




2) ab ⊥ оси T.

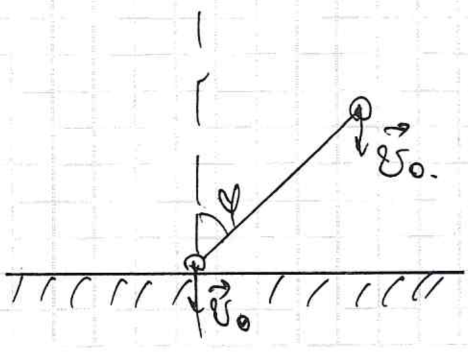


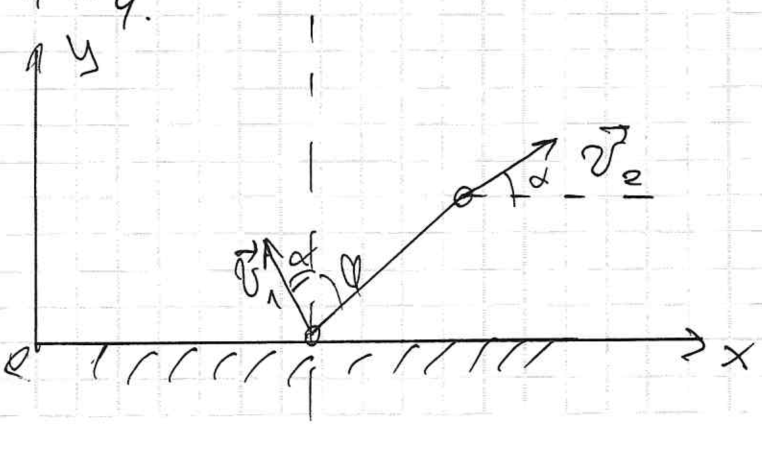

Оба варианта возможны, в 1-ом варианте:
ab, bc, dc - адиабаты.
cd и bc - изотермы.

Во 2-ом варианте:
ab, bc, dc - изотермы.
cd и bc - адиабаты.

Однозначно лишь то, что точка a не лежит в начале координат. Остальные положения оси Q удовлетворяют условию.

№ 11 - 4.



Пусть скорости шариков 1 и 2 равны $v_1$ и $v_2$ соответственно.

ЗСИ на ось $x$:

$$\cancel{m} v_1 \sin\alpha = \cancel{m} v_2 \cos\alpha.$$

Уравнение кинематической связи:

$$v_1 \cos(\alpha+\varphi) = v_2 \sin(\alpha+\varphi).$$

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{v_2}{v_1}.$$

$$\operatorname{tg}(\alpha+\varphi) = \frac{v_1}{v_2}. \Rightarrow \frac{1}{\operatorname{tg}\alpha} = \operatorname{tg}(\alpha+\varphi).$$

$$\frac{1}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\varphi}{1 - \operatorname{tg}\alpha \cdot \operatorname{tg}\varphi}.$$

$$1 - \operatorname{tg}\alpha \cdot \operatorname{tg}\varphi = \operatorname{tg}^2\alpha + \operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tg}\alpha.$$

$$\operatorname{tg}^2\alpha + 2\operatorname{tg}\varphi \cdot \operatorname{tg}\alpha - 1 = 0.$$

$$\underline{\underline{\operatorname{tg}\alpha = \frac{1-\sin\varphi}{\cos\varphi}}}.$$

ЗСЭ:

$$\frac{m v_0^2}{2} + \frac{m v_0^2}{2} = \frac{m v_1^2}{2} + \frac{m v_2^2}{2},$$ так как поверхность абсолютно упругая.

$$2v_0^2 = v_1^2 + v_2^2.$$