

10 класс. Задача 1.

См. вторую задачу 9 класса.

10 класс. Задача 2.

Рассмотрим сперва вспомогательную задачу. Пусть некоторое тело, двигающееся вдоль прямой, может разгоняться и тормозить с одинаковым ускорением a . Определим, каково будет минимально время перемещения по участку длиной L , при условии, что на старте и на финише скорость тела должна обращаться в ноль.

Достаточно легко понять, что в этом случае минимальное время получается тогда, когда первую половину пути тело все время разгоняется, а оставшуюся половину — все время тормозит. Проще всего осознать этот факт, представив себе график скорости тела от времени. При движении с постоянным ускорением, скорость линейно зависит от времени, поэтому в данной задаче график скорости в общем случае является ломаной линией и имеет вид, изображенный, например, на Рис. 1 сплошной линией. Как известно, площадь под графиком скорости равна изменению координаты. Нас интересует изменение координаты, равное L . Поэтому задача об отыскании минимального времени перемещения, удовлетворяющего всем поставленным условиям, сводится к задаче отыскания ломанной с фиксированной площадью под графиком и минимальным значением конечной точки τ . Не составляет труда понять, что такой ломанной является та, что изображена на Рис. 1 пунктирной линией. А эта ломаная как раз и отвечает ситуации, когда половину времени тело разгоняется, а оставшееся время — тормозит. При этом минимальное время находится из условия

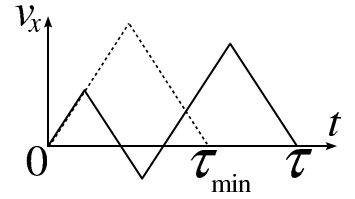


Рис. 1.

$$L = \frac{a(\tau_{\min}/2)^2}{2} + \frac{a(\tau_{\min}/2)^2}{2} \Leftrightarrow \tau_{\min} = 2\sqrt{\frac{L}{a}} \quad (1)$$

Вернемся теперь к нашей исходной задаче. Введем оси, как показано на Рис. 2.

Рассмотрим для начала движение шарика по оси Ox . Шарик должен сначала сместиться от правой стенки до левой, а потом вернуться обратно. При этом, поскольку ударить шарик о стенки нельзя, а в конечной точке C скорость должна быть направлена параллельно стенке AC , заключаем, что, когда шарик находится около правой или около левой стенки, проекция его скорости на ось Ox должна быть равна нулю. Следовательно, движение вдоль оси Ox укладывается в рамки нашей вспомогательной задачи. Таким образом, минимальное время движения τ_x шарика от правой стенки до левой равно минимальному времени движения шарика от левой стенки до правой и, по формуле (1), равно

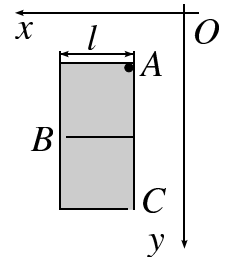


Рис. 2.

$$\tau_x = 2\sqrt{\frac{l}{a_1}} \quad (2)$$

Займемся теперь движением шарика вдоль оси Oy . Вычислим, за какое минимальное время τ_{1y} шарик сможет пройти расстояние l вдоль этой оси, то есть найдем минимальное время, за которое шарик сможет достичь перегородки между отсеками. Ясно, что для этого шарик должен все время ускоряться:

$$l = \frac{a_2\tau_{1y}^2}{2} \Leftrightarrow \tau_{1y} = \sqrt{\frac{2l}{a_2}} \quad (3)$$

Теперь мы готовы к тому, чтобы определить, каково минимальное время T_1 движения шарика от начальной точки A до прохода B между отсеками. Тут возможны два варианта. Если выполняется соотношение

$$\tau_{1y} \leq \tau_x \Leftrightarrow \sqrt{\frac{2l}{a_2}} \leq 2\sqrt{\frac{l}{a_1}} \Leftrightarrow \frac{a_2}{a_1} \geq \frac{1}{2}, \quad (4)$$

то это означает, что минимальное время движения из A в B определяется временем движения от правой стенки до левой, $T_1 = \tau_x$. Таким образом, если выполнено (4), мы не должны все время ускорять шарик вдоль оси Oy , иначе он обязательно врежется в перегородку между отсеками, не успев достичь левой стенки. Следовательно, в этом случае придется даже немного притормаживать шарик в этом направлении. Чередовать ускорения и торможения вдоль оси Oy можно достаточно произвольно, единственное, чему нужно удовлетворить, так это, чтобы к моменту времени τ_x шарик прошел вдоль оси Oy расстояние l , то есть оказался в результате точно в точке B . Ясно, что так всегда можно сделать.

Если выполнено обратное к (4) условие, то есть $a_2/a_1 < 1/2$, минимальное время прохождения первого отсека равно $T_1 = \tau_{1y}$. Таким образом, в этом случае, чтобы за минимальное время пересечь первый отсек, необходимо непрерывно разгонять шарик вдоль оси Oy , по оси же Ox шарик можно вести теперь более произвольно, так как появился “запас” времени $(\tau_{1y} - \tau_x)$. Опять же, единственным условием является только то, чтобы шарик оказался у левой стенки к моменту времени τ_{1y} .

Рассмотрим теперь движение во втором отсеке и определим минимальное время движения от прохода B до конечной точки C . Ясно, что если выполняется условие (4), то движение во втором отсеке ничем не отличается от движения в первом. Поэтому, как и там, $T_2 = \tau_x$. То есть вновь, по оси Ox мы половину времени разгоняем шарик, половину времени тормозим его, по оси Oy , как и раньше, можно действовать произвольно, необходимо только по истечении времени τ_x доставить шарик на финиш.

В случае же, если для ускорений выполняется соотношение $a_2/a_1 < 1/2$, то вновь возникают два варианта. Действительно, вычислим, за какое минимальное время τ_{2y} шарик может пройти расстояние $2l$ вдоль оси Oy . Аналогично (3) получаем

$$2l = \frac{a_2 \tau_{2y}^2}{2} \Leftrightarrow \tau_{2y} = 2\sqrt{\frac{l}{a_2}} \quad (5)$$

Из (3) и (5) следует, что, если вдоль оси Oy шарик будет все время разгоняться, то на преодоление второй половины пути (второго отрезка длиной l) ему потребуется время

$$\tau'_y = \tau_{2y} - \tau_{1y} = 2\sqrt{\frac{l}{a_2}} - \sqrt{2\frac{l}{a_2}} = \sqrt{\frac{l}{a_2}} (2 - \sqrt{2})$$

Тогда, если в добавок к $a_2/a_1 < 1/2$ выполняется условие

$$\tau'_y \leq \tau_x \Leftrightarrow \sqrt{\frac{l}{a_2}} (2 - \sqrt{2}) \leq 2\sqrt{\frac{l}{a_1}} \Leftrightarrow \frac{a_2}{a_1} \geq \frac{3 - 2\sqrt{2}}{2}$$

мы заключаем, что минимальное время движения по второму отсеку определяется движением от левой стенки до правой, $T_2 = \tau_x$. То есть после непрерывного разгона шарика в первой части игрового поля вдоль оси Oy , во второй части придется шарик вдоль этой оси немного притормозить, для того, чтобы он успел сместиться направо.

Наконец, в случае, если $a_2/a_1 < (3 - 2\sqrt{2})/2$, для скорейшего преодоления второго отсека шарик необходимо продолжать разгонять вдоль оси Oy , и $T_2 = \tau'_y$.

Объединяя все полученные результаты и условия, для минимального времени $T = T_1 + T_2$ прохождения всего игрового поля имеем

$$T = \begin{cases} \tau_x + \tau_x, & \frac{a_2}{a_1} \geq \frac{1}{2}; \\ \tau_{1y} + \tau_x, & \frac{3 - 2\sqrt{2}}{2} \leq \frac{a_2}{a_1} < \frac{1}{2}; \\ \tau_{1y} + \tau'_y, & \frac{a_2}{a_1} < \frac{3 - 2\sqrt{2}}{2}. \end{cases} = \begin{cases} 4\sqrt{\frac{l}{a_1}}, & \frac{a_2}{a_1} \geq \frac{1}{2}; \\ \sqrt{\frac{2l}{a_2}} + 2\sqrt{\frac{l}{a_1}}, & \frac{3 - 2\sqrt{2}}{2} \leq \frac{a_2}{a_1} < \frac{1}{2}; \\ 2\sqrt{\frac{l}{a_2}}, & \frac{a_2}{a_1} < \frac{3 - 2\sqrt{2}}{2}. \end{cases} \quad (6)$$

Ответ: Зависимость минимального времени прохождения игрового поля от величин ускорений a_1 и a_2 задана системой (6).

10 класс. Задача 3.

При попадании света на непрозрачный предмет, часть света отражается, а часть поглощается. Коэффициент поглощения показывает, какая доля переносимой светом энергии поглощается.

Рассмотрим таяние грязного снега. Снег тает равномерно, и скорость таяния не зависит от площади, занимаемой снегом, поэтому будем следить для удобства за площадкой площадью $S = 1 \text{ м}^2$. Пусть слой толщиной x уже растаял. Определим, за какое время Δt растает после этого очень тонкий слой Δx .

Объем нашего тонкого слоя равен $\Delta V = S\Delta x$. Следовательно, его масса составляет $\Delta m = \rho\Delta V = \rho S\Delta x$. Снег находится при температуре 0°C , поэтому для того, что растопить тонкий слой, необходимо затратить энергию $\Delta Q = \lambda\Delta m = \lambda\rho S\Delta x$.

Так как, по условию, вся грязь из растаявшего снега равномерно распределяется по поверхности, а концентрация частиц грязи составляет $n = 10^7 \text{ м}^{-3}$, заключаем, что после того, как растаял слой толщиной x , на единицу поверхности приходится $\sigma_x = nx$ частиц. Поскольку слой тонкий, можно считать, что коэффициент поглощения не изменяется по мере таяния этого слоя и равен $\alpha = \alpha(\sigma_x)$. Следовательно, за время Δt площадка площадью S поглотит энергию $\Delta E = \alpha(\sigma_x)PS\Delta t$.

Составим уравнение теплового баланса: все поглощенное снегом тепло идет на плавление,

$$\Delta E = \Delta Q \Leftrightarrow \alpha(\sigma_x)PS\Delta t = \lambda\rho S\Delta x \Leftrightarrow \Delta t = \frac{\lambda\rho}{P} \frac{\Delta x}{\alpha(\sigma_x)} \quad (7)$$

Мы получили выражение для времени таяния тонкого слоя снега толщиной Δx . Весь снег толщиной 25 см можно рассматривать как набор большого количества таких тонких слоев. Поэтому, чтобы найти полное время

таяния, разбиваем весь слой толщиной 25 см на тонкие слои одинаковой толщины Δx , которые пронумеруем значком i . При этом Δt_i — время таяния i -того слоя, оно определяется формулой (7). Просуммируем времена, что можно обозначить вот таким символом \sum_i , при этом получим

$$T = \sum_i \Delta t_i = \sum_i \frac{\lambda \rho}{P} \frac{\Delta x}{\alpha(\sigma_x)} = \frac{\lambda \rho}{P} \sum_i \frac{\Delta x}{\alpha(\sigma_x)} \quad (8)$$

Заметим, что толщину тонкого слоя Δx удобно выразить через $\Delta \sigma$ — количество частиц грязи в нем, приходящееся на 1 м^2 .

$$\Delta \sigma = n \Delta x \Leftrightarrow \Delta x = \frac{\Delta \sigma}{n}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (8), получаем

$$T = \frac{\lambda \rho}{P n} \sum_i \frac{\Delta \sigma_i}{\alpha(\sigma)} \quad (9)$$

Сумма в формуле (9) представляет собой ни что иное, как площадь под графиком функции $1/\alpha(\sigma)$. При этом площадь, естественно, необходимо считать в пределах от $\sigma_{min} = 0$ до $\sigma_{max} = n \cdot (0,25 \text{ м})$. Таким образом, для ответа на вопрос задачи остается найти указанную площадь. Оценить ее численно можно различными способами. Например, можно нарисовать функцию $1/\alpha(\sigma)$ “по точкам” и посчитать площадь “по клеточкам”. Здесь мы рассчитаем приближенное значение площади другим образом. Интервал $[\sigma_{min}, \sigma_{max}]$ разобьем на 5 равных отрезков величиной $\Delta \sigma = 0,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}$, на каждом из них заменим функцию $1/\alpha(\sigma)$ на ее значение в середине соответствующего отрезка и воспользуемся представлением в виде суммы. Используя график, см. Рис. 3, для коэффициента поглощения на интересующем нас интервале значений σ имеем: $\alpha(\sigma) = 0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot \sigma$. Таким образом, в нашем приближении

$$T_{(5)} = \frac{\lambda \rho}{P n} \sum_{i=1}^5 \frac{\Delta \sigma}{0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot (2i - 1) \Delta \sigma / 2} \approx (0,546 \text{ м}) \cdot \frac{\lambda \rho}{P} = 54600 \text{ с} \approx 15,17 \text{ ч}.$$

Оказывается, что данный ответ лишь на полпроцента отличается от истинного, когда площадь под графиком посчитана точно:

$$T_{(\text{тоchn.})} = \frac{\lambda \rho}{P} \cdot \frac{\ln(3)}{2} \cdot 1 \text{ м} \approx (0,549 \text{ м}) \cdot \frac{\lambda \rho}{P} = 54900 \text{ с} \approx 15,25 \text{ ч}. \quad (10)$$

Можно разбивать интервал $[\sigma_{min}, \sigma_{max}]$ и на меньшее количество отрезков, не теряя особо в точности ответа, при этом отрезки могут быть разными по величине. Например, если использовать 3 отрезка величиной $\Delta \sigma_1 = 0,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}$, $\Delta \sigma_2 = 0,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}$ и $\Delta \sigma_3 = 1,2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}$ (логичнее брать более короткие отрезки там, где функция изменяется быстрее, это повышает точность), то ответ получится

$$T_{(3)} = \frac{\lambda \rho}{P n} \left(\frac{\Delta \sigma_1}{0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot 0,25 \cdot 10^6 \text{ м}^2} + \frac{\Delta \sigma_2}{0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot 0,9 \cdot 10^6 \text{ м}^2} + \frac{\Delta \sigma_3}{0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot 1,9 \cdot 10^6 \text{ м}^2} \right) \approx (0,543 \text{ м}) \cdot \frac{\lambda \rho}{P} = 54300 \text{ с} \approx 15,08 \text{ ч}.$$

Видно, что погрешность оценки результата возросла, но она по-прежнему на уровне одного процента.

А вот использовать при вычислении площади под графиком только один отрезок, было бы не совсем правильно:

$$T_{(1)} = \frac{\lambda \rho}{P n} \cdot \frac{2,5 \cdot 10^6 \text{ м}^2}{0,25 + (2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2) \cdot 1,25 \cdot 10^6 \text{ м}^2} = (0,5 \text{ м}) \cdot \frac{\lambda \rho}{P} = 50000 \text{ с} \approx 13,89 \text{ ч}.$$

Данное вычисление не является аккуратным, результат почти на 9% отличается от точного. Два одинаковых отрезка дали бы $T_{(2)} \approx 53300 \text{ с} \approx 14,81 \text{ ч}$ и 3% точности.

Ответ: Время таяния слоя снега приблизительно равно 15,3 ч.

Примечание: Выражение (10) получено при помощи вычисления определенного интеграла. Участники, верно сделавшие это, также получают полный балл.

10 класс. Задача 4.

См. третью задачу 9 класса.

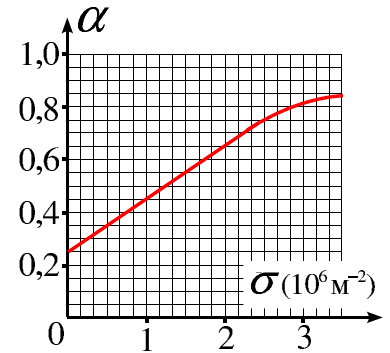


Рис. 3.

10 класс. Задача 5.

Обозначим искомое расстояние между дном мензурки и поршнем через x .

Для идеального газа выполняется уравнение состояния Клапейрона–Менделеева, которое связывает макроскопические параметры газа. Для рассматриваемой системы это уравнение можно записать в виде

$$pSx = \nu RT. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь условия равновесия поршня. Все силы, действующие на поршень, обозначены на Рис. 4. Для того, чтобы поршень покоился, равнодействующая всех сил должна быть равна нулю:

$$p_a S + mg + kx - pS = 0. \quad (12)$$

Объединяя (11) и (12), получаем квадратное уравнение для нахождения расстояния x :

$$(p_a S + mg + kx)x = \nu RT.$$

Это уравнение имеет два корня, из которых необходимо выбрать положительный:

$$x_{\text{down}} \equiv x_+(T) = \frac{-(p_a S + mg) + \sqrt{(p_a S + mg)^2 + 4\nu RTk}}{2k}. \quad (13)$$

Обратите внимание, что при стремлении температуры газа T к нулю величина x_{down} также приближается к нулю при любом соотношении между параметрами задачи. Это будет важно для дальнейшего.

Следует отметить, однако, что полученное нами соотношение (13) между температурой и расстоянием от дна до поршня еще не сполна описывает искомую зависимость. Действительно, по мере нагревания газа и увеличения расстояния x , центр масс системы постепенно поднимается. Если поместить начало координат в точку O , то не составляет труда выразить вертикальную координату центра масс системы через величину x :

$$y_{\text{ц.м.}}^{\text{down}} = \frac{m(x - a) - m_0 a}{m + m_0} = \frac{mx}{m + m_0} - a.$$

После того как центр масс системы станет выше оси вращения O , то есть станет выполняться условие

$$y_{\text{ц.м.}}^{\text{down}} \geq 0 \quad \Leftrightarrow \quad x \geq a \frac{m + m_0}{m}, \quad (14)$$

положение мензурки, изображенное на Рис. 4 ("дном вниз"), перестанет быть устойчивым. Любое малое отклонение мензурки от вертикали приведет к тому, что она перевернется и займет положение, изображенное на Рис. 5 ("дном вверх"), которое теперь будет устойчивым. При этом кольцо упадет на поршень и будет дополнительно на него давить. В результате такого переворота давление газа изменится скачком.

Определим, как зависит от температуры расстояние между дном мензурки и поршнем в перевернутом состоянии. Соотношение (11) по-прежнему выполняется, а вот взамен (12) необходимо написать:

$$mg + m_0 g + pS - p_a S - kx = 0. \quad (15)$$

Комбинируя (11) и (15), получаем уравнение для x :

$$(p_a S - m g - m_0 g + kx)x = \nu RT.$$

Решая это уравнение и выбирая положительный корень, имеем

$$x_{\text{up}} \equiv x_+ = \frac{-(p_a S - (m + m_0)g) + \sqrt{(p_a S - (m + m_0)g)^2 + 4\nu RTk}}{2k}. \quad (16)$$

В отличие от x_{down} величина x_{up} может и не обратиться в нуль при приближении температуры газа к нулю. Как видно из (16), если выполняется соотношение $p_a S < (m + m_0)g$, то при $T \rightarrow 0$ расстояние между поршнем и дном мензурки стремится к $[(m + m_0)g - p_a S]/k$.

В перевернутом состоянии кольцо падает на поршень, поэтому положение центра масс системы определяется выражением отличным от (14)

$$y_{\text{ц.м.}}^{\text{up}} = \frac{-(m + m_0)(x - a)}{m + m_0} = a - x.$$

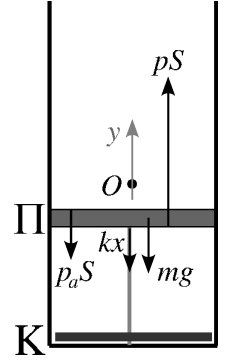


Рис. 4.

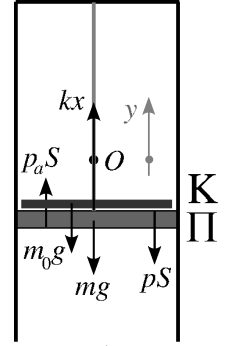


Рис. 5.

Следовательно, для того чтобы уже состояние “вверх дном” в свою очередь было неустойчивым, необходимо, чтобы поршень располагался от дна на расстоянии, не превосходящем a :

$$y_{ц.м.}^{up} \geq 0 \Leftrightarrow x \leq a. \quad (17)$$

Рассчитаем, до какой температуры необходимо нагреть газ в состоянии “дном вниз”, чтобы центр масс достиг точки О. Используя (13) и (14), для этой критической температуры $T_{кр}$ имеем

$$\begin{aligned} a \frac{m + m_0}{m} &= \frac{-(p_a S + mg) + \sqrt{(p_a S + mg)^2 + 4\nu R T_{кр} k}}{2k} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow T_{кр} &= \frac{a(m + m_0)}{\nu R m} \cdot \left(\frac{m + m_0}{m} k a + p_a S + mg \right) \end{aligned} \quad (18)$$

Заметим, что эта величина положительна при любом соотношении между параметрами, т. е. при нагревании мензурка рано или поздно обязательно перевернется.

Прежде чем приступить к обсуждению ответа на вопрос задачи, остается разобраться еще с одной вещью. Рассмотрим охлаждение газа в перевернутой мензурке. По мере понижения температуры, расстояние между дном и поршнем x_{up} , согласно формуле (16), будет уменьшаться, т. е. центр масс системы будет подниматься. Определим значение критической температуры $T_{кр}^*$, при которой это положение “вверх дном” перестает быть устойчивым, т. е. центр масс достигает оси вращения О. Действуя аналогично (18) и используя (16) и (17), получаем

$$a = \frac{-(p_a S - (m + m_0)g) + \sqrt{(p_a S - (m + m_0)g)^2 + 4\nu R T_{кр}^* k}}{2k} \Leftrightarrow T_{кр}^* = \frac{a}{\nu R} \cdot (k a + p_a S - (m + m_0)g) \quad (19)$$

Полученное выражение, в отличие от $T_{кр}$, имеет смысл уже не при всех значениях параметров задачи. Действительно, абсолютная температура $T_{кр}^*$ не может принимать отрицательные значения. Отсюда мы заключаем, что обратный переворот мензурки может иметь место только при выполнении неравенства

$$T_{кр}^* > 0 \Leftrightarrow k a + p_a S - (m + m_0)g > 0 \quad (20)$$

В противном случае, сколько ни охлаждай газ в мензурке, состояние “вверх дном” все равно останется устойчивым, а мензурка обратно никогда не перевернется.

Обратим внимание так же, что выполняется соотношение: $T_{кр}^* < T_{кр}$.

Теперь мы готовы к тому, чтобы обсудить поведение величины x при медленном нагревании газа от T_{min} до T_{max} с последующим охлаждением обратно до T_{min} . В данном решении будет подробно обсуждаться только наиболее интересный с точки зрения физики случай: $T_{min} < T_{кр}^* < T_{кр} < T_{max}$ (тем самым условие (20) сейчас предполагается выполненным). Все остальные варианты развития событий, например, случай, когда $T_{max} < T_{кр}$, получаются из данного рассуждения очевидным образом.

Приступим. Если начать греть достаточно охлажденный газ ($T_{min} < T_{кр}$), находящийся в мензурке, ориентированной “дном вниз”, то до температуры $T_{кр}$ расстояние между дном и поршнем будет меняться по закону $x_{down}(T)$, формула (13). По достижении температуры $T_{кр}$ текущее состояние системы перестает быть устойчивым, и в результате любого малейшего внешнего возмущения система переворачивается в состояние “дном вверх”, при этом зависимость искомой величины от температуры будет уже даваться законом $x_{up}(T)$, формула (16). При дальнейшем нагревании газа поршень продолжит удаляться от дна мензурки, опускаясь вниз. Следовательно, центр масс системы также будет опускаться, и система будет становиться все более устойчивой. Естественно, переворот может произойти не точно при температуре $T_{кр}$, а при некоторой более высокой. Все зависит от реализации конкретного опыта. Но тем не менее несомненным является тот факт, что рано или поздно система все-таки перевернется, так как центр масс системы все сильнее будет возвышаться над осью вращения О.

Интересным в этой задаче является то, что если после переворота мензурки начать снижать температуру (делать “обратный ход”), как и предполагается в условии задачи, то события будут развиваться в этом случае несколько иначе, чем раньше (на “прямом ходу”). Действительно, после переворота мензурки центр масс

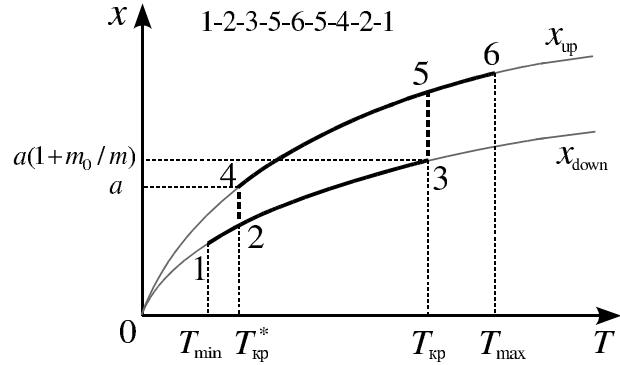


Рис. 6.

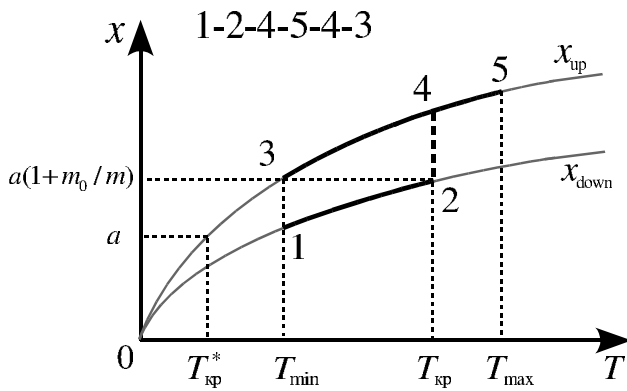


Рис. 7. без обратного переворота

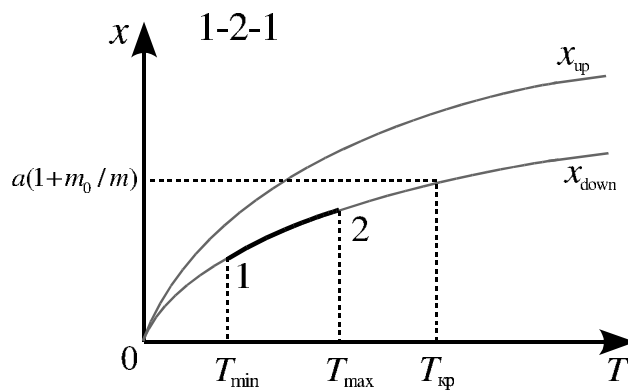


Рис. 8. без переворота

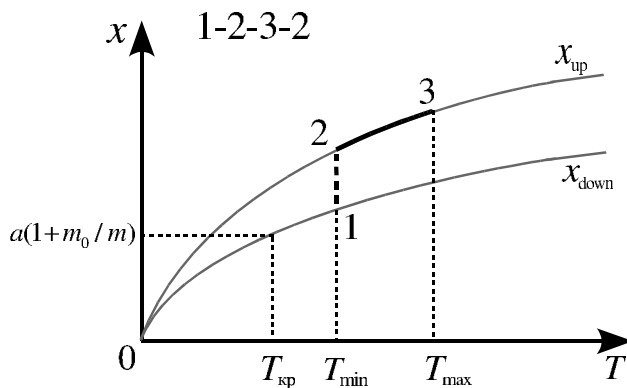


Рис. 9. мензурка сразу неустойчива

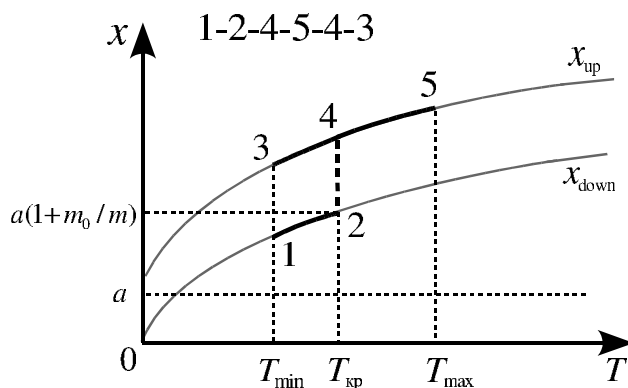


Рис. 10. обратный переворот невозможен

системы опустится ниже оси O (даже если переворот произошел строго при температуре $T_{кр}$), то есть, как и утверждалось, система будет устойчива. При охлаждении газа поршень будет подниматься и достигнет оси вращения O при температуре $T_{кр}^*$ (меньшей чем $T_{кр}$). При дальнейшем охлаждении состояние “вверх дном” становится неустойчивым, то есть складывается уже знакомая нам ситуация: любое малое случайное внешнее возмущение опрокинет систему из состояния “вверх дном” в состояние “вниз дном”. При дальнейшем охлаждении зависимость от температуры расстояния между дном и поршнем x вновь дается выражением $x_{down}(T)$ (13).

Такое свойство, когда поведение системы зависит от ее текущего состояния и предыстории, в физике называется “гистерезисом”.

График зависимости от температуры расстояния между поршнем и дном мензурки (для рассмотренного выше наиболее интересного с точки зрения физики случая), представлен на Рис. 6. Процессу нагреванию соответствует участок 1-2-3-5-6, процессу охлаждения отвечает участок 6-5-4-2-1. Результаты для случаев остальных соотношений между температурами T_{min} , $T_{кр}^*$, $T_{кр}$, T_{max} представлены схематично на Рис. 7-9. Ситуация, когда условие (20) не выполняется, изображена на Рис. 10.

Ответ: Зависимость расстояния между поршнем и дном дается выражением (13) для случая, когда мензурка ориентирована дном вниз, и формулой (16) в случае, если она ориентирована дном вверх. Значения критических температур, при которых происходят перевороты даны в (18) и (19). Графики для различных вариантов развития событий представлены на Рис. 6-10.