

Патрушев Глеб Олегович
Кандидат физико-математических наук, доцент,
учитель физики средней школы № 145, г. Красноярск



Морозова Галина Алексеевна
Старший методист Красноярского многопрофильного техникума
им. В.П. Астафьева, г. Красноярск

Физика «падающей лестницы» или кое-что о движении со связями

В настоящей работе на примере ряда задач рассматриваются особенности движения систем, аналогичных лестнице, опирающейся на стену. Для простоты расчетов в некоторых задачах "падающая лестница" заменена гантелей — двумя массивными маленькими шариками, соединенными легким недеформируемым стержнем (что не влияет на справедливость качественных выводов). Рассмотрены как относительно простые ситуации движения, так и задачи, решение которых требует хорошей математической подготовки.

На практике часто встречаются случаи, когда тело или его части не могут двигаться свободно в любом направлении, а движение ограничено другими твердыми телами. Эти тела в механике называют жесткими связями. Например, когда поршень движется в цилиндре двигателя, то жесткие связи — это стенки цилиндра, допускающие движение поршня только в одном направлении. Системой с жесткой связью являются грузы, связанные нерастяжимыми нитями, переброшенными через подвижные и неподвижные блоки. Ограничения, возникающие при наличии жестких связей, принято характеризовать заданием дополнительных условий геометрического или кинематического характера, накладываемых на координаты и скорости тел системы. Ниже в специально подобранном блоке задач исследуются кинематические и динамические аспекты движения лестницы (жесткого стержня) с учетом налагаемых связей. Рядом с номером задачи указаны ссылки на литературу, откуда взяты постановки задач. Задачи без указания ссылок относятся к физическому фольклору. Знаком (*) отмечены достаточно сложные, по мнению авторов, задачи.

Задача 1. Котенок на лестнице [1, 2]

На середине лестницы, приставленной к стене (рис. 1), сидит котенок. По какой траектории он будет двигаться, если лестница начнет скользить по полу?

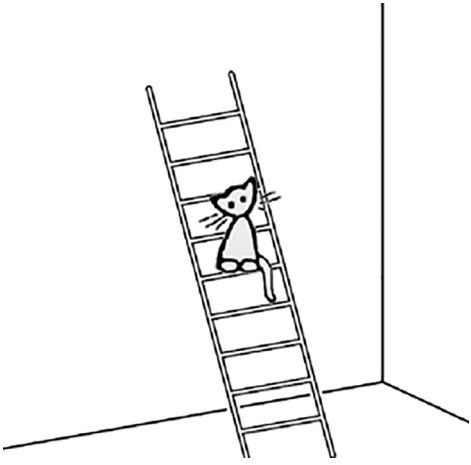
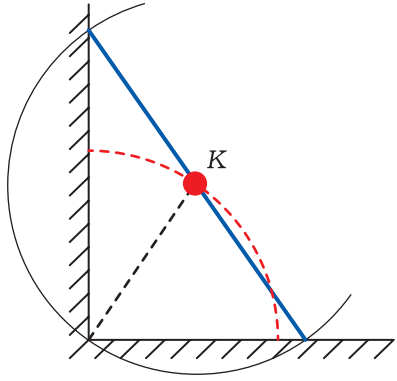


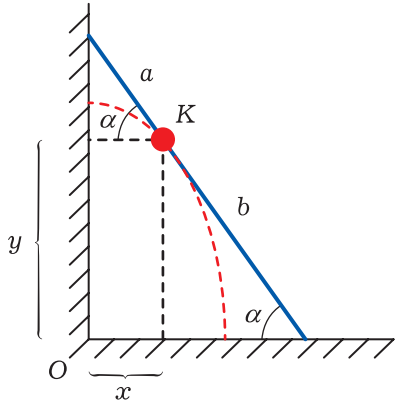
Рис. 1[1]

Решение:

Схематично изобразим лестницу, опирающуюся на стену, отрезком прямой, а котенка на лестнице точкой K (рис. 2а). Понятно, что лестницу в условиях задачи можно считать недеформируемой, а значит, ее длина остается постоянной. В силу замечательной теоремы геометрии гипотенуза прямоугольного треугольника, вписанного в окружность (окружность изображена сплошной линией), является его диаметром, значит расстояния от котенка до концов лестницы при любом ее положении, а также до вершины прямого угла одинаковы и равны радиусу окружности (половине длины лестницы). Следовательно, котенок движется по окружности (красный пунктир) с центром в углу комнаты и радиусом, равным половине длины лестницы.



а)



б)

Рис. 2

Как изменится ответ, если котенок будет располагаться не на середине лестницы? Дадим аналитическое решение видоизмененной задачи. Введем декартову систему координат с центром O в углу комнаты.

[1] Заимствован из [1].

Тогда координаты котенка будут задаваться парой чисел (x, y), а расстояния от него до концов лестницы числами a и b соответственно (см. рис. 2б).

Из треугольников на рисунке

$$\cos\alpha = \frac{x}{a};\ \sin\alpha = \frac{y}{b}. \qquad (1)$$

После возведения в квадрат и суммирования этих равенств получим уравнение траектории движения котенка, в котором легко узнать уравнение эллипса с полуосями a и b.

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \qquad (2)$$

Значит в случае несимметричного расположения котенка на лестнице он будет перемещаться по дуге эллипса (красный пунктир), а не окружности, как ранее.

Задача 2 [3]

Лестница упирается своими концами в вертикальную стену и пол. Верхний конец лестницы поднимают, не отрывая от стены, с постоянной скоростью v. Найдите, как зависит от времени (и зависит ли вообще) скорость ее нижнего конца. За начало отсчета времени примите момент, когда верхний конец находится в вершине угла. Длина лестницы L.

Решение:

Очень часто, школьники, не вдумываясь в суть задачи, считают, что если один из концов движется с постоянной скоростью, то и другой конец тоже будет двигаться равномерно. Покажем, что это не так.

Пусть в произвольный момент времени лестница составляет угол α с горизонтом (рис. 3), а скорости концов лестницы соответственно равны v и V. За время t, прошедшее с момента начала движения, левый конец переместится вверх на расстояние vt.

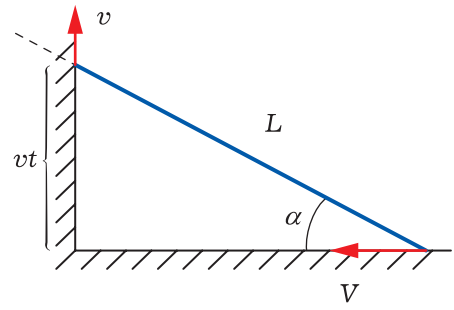


Рис. 3

Поскольку лестница недеформируемая, то скорости ее левого и правого концов в направлении вдоль лестницы должны быть одинаковы, иначе концы лестницы не будут оставаться на фиксированном расстоянии друг от друга. Равенство проекций скоростей концов на саму лестницу дается выражением

$$V\cos\alpha = v\sin\alpha \text{ или } V = v\,\mathrm{tg}\,\alpha \qquad (3)$$

Воспользуемся теоремой Пифагора и, выразив из треугольника на рис. 3 тангенс угла наклона лестницы, подставим его в уравнение (3).

$$V = \frac{v^2 t}{\sqrt{L^2 - v^2 t^2}} \qquad (4)$$

Это и есть искомая скорость второго конца лестницы. Легко увидеть, что движение второго конца не только не равномерное, но даже и не равноускоренное. И, судя по выражению (4), ускорение, которое равно производной от (4) по времени

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{v^2}{\sqrt{L^2 - v^2 t^2}} + \frac{v^4 t^2}{\left(L^2 - v^2 t^2\right)^{\frac{3}{2}}}, \qquad (5)$$

будет расти, начиная от $\frac{v^2}{L}$ при $t = 0$.

Задача 3* [4]

Лестница упирается своими концами в вертикальную стену и горизонтальный пол. Верхний конец лестницы поднимают со скоростью v. Найдите ускорение точки середины лестницы в тот момент, когда лестница отклонена от вертикали на угол α. Длина лестницы равна L.

Решение:

Как было установлено в задаче 1, середина лестницы (т. C) движется по окружности радиусом $OC = \frac{L}{2}$, следовательно скорость этой точки v_c направлена по касательной к этой окружности, а сама точка имеет центростремительное ускорение $a_c = \frac{2v_c^2}{L}$ (см. рис. 4а).

Так как лестница недеформируемая, то проекции скоростей любой пары ее точек на направление лестницы одинаковы (см. задачу 2).

$$v\ \cos\alpha = v_c\ \cos\beta \qquad (6)$$

Поскольку, как следует из рис. 4а, $\beta = 2\alpha - \frac{\pi}{2}$, то

$$v_c = \frac{v}{2\sin\alpha}. \qquad (7)$$

Проекция скорости точки C на вертикаль равна

$$v_c \cos(\alpha - \beta) = v_c \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) =$$

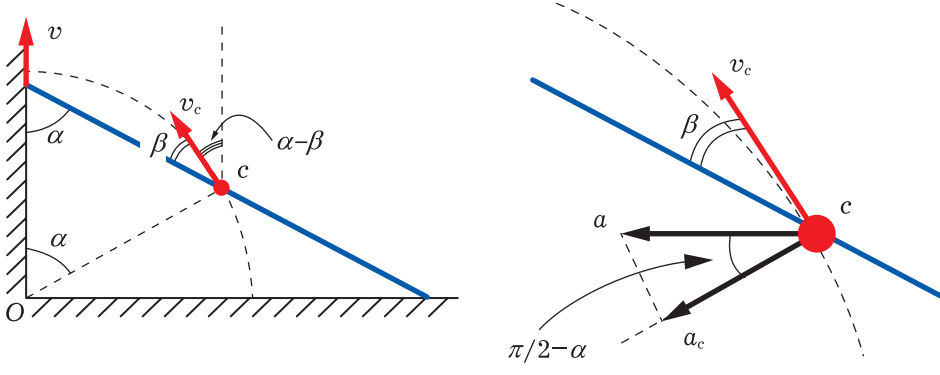
$$= v_c \sin\alpha = \frac{v}{2}. \qquad (8)$$

Эта проекция получается постоянной (не зависящей от угла α), следовательно, вертикальное ускорение у точки C отсутствует. Таким образом, полное ускорение a точки C направлено горизонтально (рис. 4б), и его проекция на радиус OC есть центростремительное ускорение точки C $a_c = \frac{2v_c^2}{L}$.

Окончательно получаем

$$a_c = a\cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = a\sin\alpha \Rightarrow$$

$$\Rightarrow a = \frac{a_c}{\sin\alpha} = \frac{2v_c^2}{L\sin\alpha} = \frac{v^2}{2L\sin^3\alpha}. \qquad (9)$$



а) б)

Рис. 4

Задача 4* [5]

Лестница длиной L одним концом опирается на вертикальную стену, другим на горизонтальную поверхность пола. Нижний конец лестницы движется от стены со скоростью v. В данный момент лестница составляет с горизонтом угол α. Найдите положение точки лестницы, которая движется с минимальной скоростью. Чему равна эта скорость?

Решение:

Воспользуемся одним замечательным геометрическим фактом. Плоское движение тела, представляющее собой параллельный перенос и поворот относительно какой-либо оси, всегда можно представить как чистый поворот на тот же угол, но относительно оси, проходящей через другую точку[2]. Таким образом, любое сложное движение, представляющее собой наложение поступательного и вращательного движений, всегда можно представить только вращением (причем с той же самой угловой скоростью) относительно специально выбранной оси. Физики называют эту ось мгновенной осью вращения, и, в соответствии с законами вращения, скорость любой точки этого тела перпендикулярна радиус-вектору этой точки относительно этой мгновенной оси.

Вследствие этого, нахождение мгновенной оси вращения при данном положении соскальзывающей лестницы сводится к поиску точки пересечения O_1 двух перпендикуляров к векторам скоростей концов лестницы $\vec{v}$ и $\vec{V}$ (рис. 5).

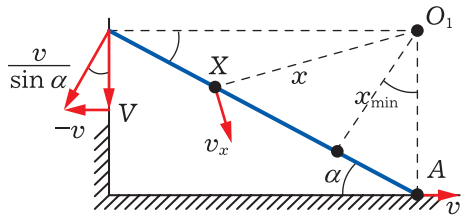


Рис. 5

При рассмотрении вращения относительно мгновенной оси, проходящей через точку O_1, скорость любой точки X (см. рис. 5) $v_x = \omega x$, где x — расстояние до данной точки, а ω — угловая скорость вращения. Последнюю можно найти, перейдя в систему отсчета, связанную с правым концом (точка A), в которой движение другого конца представляет собой чистое вращение по окружности радиуса L с линейной скоростью, перпендикулярной лестнице. Согласно правилу преобразования скоростей Галилея в этой системе отсчета относительная скорость верхней точки $\left|\vec{V}-\vec{v}\right| = \frac{v}{\sin\alpha}$. Следовательно, угловая скорость равна

$$\omega = \frac{v}{L\sin\alpha} \qquad (10)$$

Тогда в лабораторной системе отсчета линейная скорость произвольной точки X $v_x = \frac{x}{L\sin\alpha}x$. Понятно, что эта скорость будет наименьшей, когда расстояние x минимальное, то есть соответствует перпендикуляру к стержню (см. рис. 5). Длина этого перпендикуляра, как

[2] Интересное доказательство и красивые следствия этого свойства плоского движения, основанные на геометрической интерпретации понятия комплексного числа, см. в [6].

следует из рисунка, $x_{\min} = L \sin\alpha \cos\alpha$.

Окончательно

$$v_{x\min} = \frac{v}{L\sin\alpha} x_{\min} = v\cos\alpha. \quad (11)$$

Задача 5.

Лестница стоит наклонно, опираясь своим верхним концом на вертикальную стену. Какой максимальный угол может составлять лестница с вертикалью, если коэффициенты трения лестницы о стену и горизонтальный пол равны μ_1 и μ_2 соответственно. Считать, что центр масс лестницы совпадает с ее серединой.

Решение:

Изобразим лестницу и действующие на нее силы на рис. 6 как раз в момент потери равновесия (начало скольжения). В этот момент обе силы трения лестницы о стену или пол уже одновременно достигли максимального значения, равного силе трения скольжения μN, где N — соответствующая сила нормальной реакции опоры. Сила тяжести mg приложена в середине лестницы — в ее центре масс.

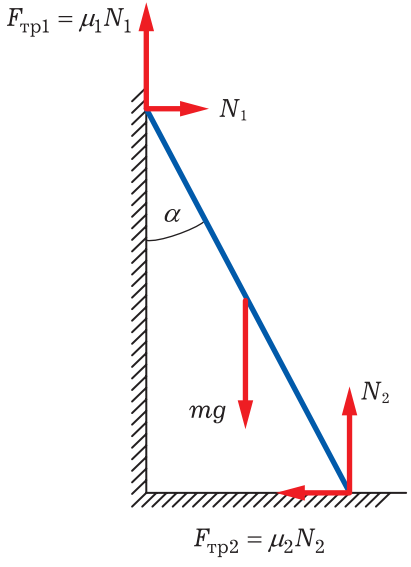


Рис. 6

Поскольку лестница в последний момент все еще в равновесии, то сумма проекций всех сил на вертикаль и горизонталь по отдельности равна нулю. Это приводит к системе уравнений

$$\begin{cases} \mu_1 N_1 + N_2 = mg \\ \mu_2 N_2 = N_1, \end{cases} \quad (12)$$

решением которой являются значения N_1 и N_2, равные

$$N_1 = \frac{\mu_2 mg}{1+\mu_1\mu_2}; \quad N_2 = \frac{mg}{1+\mu_1\mu_2}. \quad (13)$$

Поскольку лестница в равновесии, то выполняется условие равенства нулю результирующего момента сил, действующих на лестницу относительно любой оси.

Для записи этого условия моменты сил будем рассчитывать относительно оси, проходящей через нижний конец лестницы перпендикулярно плоскости рисунка (тем самым из уравнения исключаются моменты сил N_2 и $F_{тр2}$). L — длина лестницы.

$$mg\frac{L}{2}\sin\alpha = \\ = \mu_1 N_1 L\sin\alpha + N_1 L\cos\alpha \quad (14)$$

С учетом подстановки (13) в равенство (14) максимальный равновесный угол наклона лестницы дается выражением

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2\mu_2}{1-\mu_1\mu_2} \quad (15)$$

Проанализируем его. При полном отсутствии трения и о стену, и о пол при любом, как угодно малом, угле наклона α лестница «поедет».

То же самое будет, если отсутствует трение только о пол ($\mu_2 = 0$). Отсюда мораль — устанавливая лестницу, большее внимание нужно уделять наличию трения о пол, нежели о стену.

И, наконец, при $\mu_1\mu_2 \geq 1$ лестница устойчива при любом угле наклона в интервале $\left(0;\frac{\pi}{2}\right)$ вплоть до «лежачего» положения.

Задача 6.

Немного модифицируем вопрос и условие предыдущей задачи. Под каким предельным углом α к вертикали нужно установить легкую лестницу длины L, чтобы на нее мог подняться человек массы m на расстояние $l \leq L$ вдоль лестницы? Коэффициенты трения μ_1 и μ_2 о стену и пол известны, размерами человека пренебрегаем.

Решение:

Очевидно, что от точки приложения силы тяжести значения N_1 и N_2 не зависят, поэтому воспользуемся результатами предыдущего рассмотрения силового равновесия (13).

Уравнение для моментов сил записывается аналогично

$$mgl\sin\alpha = \mu_1 N_1 L\sin\alpha + N_1 L\cos\alpha \qquad (16)$$

После подстановки (13) в (16) имеем

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{L\mu_2}{l-(L-l)\mu_1\mu_2}. \qquad (17)$$

При $l = \frac{L}{2}$ получаем случай из предыдущей задачи (15).

Также видно, что добраться до конца лестницы ($l = L$) удастся при наклоне лестницы под углом $\operatorname{tg}\alpha \leq \mu_2$. Ответ в этом случае не зависит от трения о стену.

Начиная со следующей задачи, заменим классическую лестницу гантелью — системой из двух точечных грузов одинаковой массы m, соединенных невесомой жесткой перемычкой длины l. Трением об опоры в системе будем пренебрегать.

Задача 7 [3, 7]

Определите силу, действующую на вертикальную стенку со стороны падающей гантели, в тот момент времени, когда ось гантели составляет угол a с горизонтом. Гантель начинает движение без начальной скорости из положения, при котором верхний шарик уже отклонен от вертикальной стенки на угол $a0$. Нижний шарик при этом находится в углу, образованном стенкой и полом.

Решение:

Как обычно, начнем рассмотрение ситуации с анализа силового чертежа (рис. 7). Сплошной линией показано текущее положение гантели, пунктирной — ее начальное положение. N — искомая нормальная сила реакции вертикальной стенки, которая по 3-му закону Ньютона равна силе, с которой нижний шарик давит на нее, T — сила упругости, возникающая в стержне. Вертикальные силы, действующие на нижний шарик, можно не указывать, так как они не требуются для решения задачи.

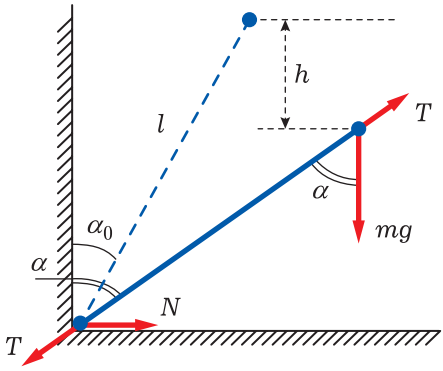


Рис. 7

Верхний шарик совершает движение по окружности радиуса l (во всяком случае, на начальном этапе движения). Следовательно, у него есть центростремительное ускорение $\frac{v^2}{l}$, направленное к центру окружности вдоль стержня, где v — набранная к этому моменту скорость. Второй закон Ньютона для рассматриваемого положения верхнего шарика в проекции на стержень имеет вид

$$m\frac{v^2}{l} = mg\cos\alpha - T \qquad (18)$$

Набранную скорость v найдем из закона сохранения энергии, согласно которому убыль потенциальной энергии верхнего шарика компенсируется появлением у него кинетической.

$$\frac{mv^2}{l} = mgh = \\ = mgl\left(\cos\alpha_0 - \cos\alpha\right) \qquad (19)$$

Комбинируя две последние формулы, найдем силу упругости, возникающую в стержне

$$T = mg(3\cos\alpha - 2\cos\alpha_0) \qquad (20)$$

Будем считать, что нижний шарик не отрывается от вертикальной стенки, то есть его горизонтальное ускорение равно нулю. Это означает, что

$$N = T\sin\alpha = \\ = mg\sin\alpha(3\cos\alpha - 2\cos\alpha_0) \qquad (21)$$

Вроде бы ответ на вопрос задачи получен, но проанализируем полученный результат детальнее.

Из (21) следует, что сила N обращается в ноль (нижний шарик больше не давит на стенку), когда отклонение гантели от вертикали составляет угол β, такой, что

$$\cos\beta = \frac{2}{3}\cos\alpha_0 \qquad (22)$$

В этот момент нижний шарик гантели все-таки отрывается от вертикальной стенки и начинает движение вправо. Заметим, что при этом сила упругости, возникающая в стержне, проходя через ноль, меняет знак, то есть сжатие стержня сменяется его растяжением.

Итак, окончательный ответ на вопрос задачи таков:

Пока $\alpha \le \beta = \arccos\left(\frac{2}{3}\cos\alpha_0\right)$, то $N = mg\sin\alpha(3\cos\alpha - 2\cos\alpha_0)$, и нижний шарик соприкасается с вертикальной стенкой.

Если $\alpha > \beta$, то $N = 0$, и нижний шарик, оторвавшись от вертикальной стены, находится в движении.

Задача 8 [4]

Гантель из предыдущей задачи стоит в углу, образованном гладкими вертикальной и горизонтальной плоскостями, опираясь верхним шариком на вертикальную стенку под углом α_0 к ней. Гантель начинает двигаться без начальной скорости.

Найдите скорость нижнего шарика в тот момент, когда верхний шарик оторвется от вертикальной плоскости.

Решение:

Запишем силовое уравнение для верхнего шарика в проекции на горизонталь, действующее вплоть до момента отрыва (обозначения сил на рис. 8 аналогичны предыдущей задаче, зелеными стрелками обозначены скорости шариков).

$$N = T\sin\alpha \qquad (23)$$

В момент отрыва ($N = 0$) сила упругости T, возникающая в стержне, равна нулю. Это означает, что нижний шарик движется в этот момент без ускорения, а значит, система отсчета (СО), связанная с ним, — инерциальная. Переход в эту СО сводит настоящую задачу к предыдущей (задача 7) — движение верхнего шарика по окружности радиуса l относительно нижнего шарика. Поэтому для критического угла отрыва b справедливо выражение (22).

Обозначим скорости верхнего и нижнего шариков в момент отрыва как u и v соответственно. Кинематическая связь этих скоростей (см. задачу 2)

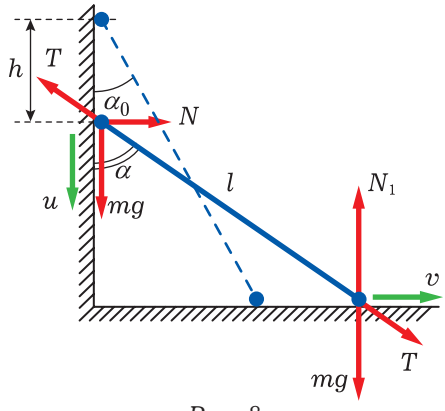


Рис. 8

$$u = v\,\mathrm{tg}\,\alpha = v\,\mathrm{tg}\,\beta \qquad (24)$$

По закону сохранения энергии изменение потенциальной энергии верхнего шарика переходит в кинетическую энергию верхнего и нижнего шаров.

$$mgh = mgl(\cos\alpha_0 - \cos\beta) = \frac{mv^2}{2} + \frac{mu^2}{2} \qquad (25)$$

После подстановки (24) получаем окончательный ответ

$$v = \frac{2}{3}\cos\alpha_0\sqrt{\frac{2}{3}gl\cos\alpha_0} \qquad (26)$$

Задача 9*. Время падения

Рассмотрим падение гантели с шарнирно закрепленным нижним шариком. Пусть гантель начинает движение без начальной скорости, будучи в этот момент отклоненной от вертикали на угол α_0. Каково время падения, то есть, чему равен промежуток времени между началом движения и моментом касания верхним шариком пола?

Решение:

В произвольный момент времени t верхний шарик наберет скорость v и гантель будет отклонена от вертикали на угол α. Из закона сохранения энергии аналогично (19)

$$v = \sqrt{2gl\left(\cos\alpha_0 - \cos\alpha\right)} \qquad (27)$$

Двигаясь с этой скоростью, малый поворот на угол $d\alpha$ гантель совершит за время

$$dt = \frac{ld\alpha}{v} = \sqrt{\frac{l}{g}}\frac{d\alpha}{\sqrt{2\left(\cos\alpha_0 - \cos\alpha\right)}} \qquad (28)$$

Полное время падения найдем, просуммировав выражение (28) по всему интервалу углов $\left(\alpha_0 \div \frac{\pi}{2}\right)$.

$$t_{\text{паден}} = \sqrt{\frac{l}{g}} \int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\alpha}{\sqrt{2(\cos\alpha_0 - \cos\alpha)}} \quad (29)$$

Время падения по формуле (29) можно рассчитать численно в единицах[3] $\sqrt{\frac{l}{g}}$, так как интеграл является просто безразмерным числом. Результаты расчета отражены в таблице.

α_0, рад	$t_{\text{паден}}$, в ед. $\sqrt{\frac{l}{g}}$
0,5	1,89
0,1	3,50
0,01	5,80
0,001	8,10
0,0001	10,41

Можно показать, хотя это требует знания высшей математики, что с уменьшением угла α_0 время падения гантели на плоскость стремится к бесконечности (правда достаточно медленно — по логарифмическому закону [8]). То есть, теоретически, при достаточно малом начальном отклонении гантель может падать неделю, или даже год.

Видоизменим ситуацию. Посмотрим теперь, больше ли времени уйдет на падение в другом случае: гантель так же падает из состояния покоя на гладкую горизонтальную плоскость, но при этом нижний конец гантели не удерживают (угол α_0 в начальной конфигурации остается тем же самым). Нижний шарик при этом будет скользить по плоскости, не отрываясь от нее. На рис. 9 сплошной синей линией изображено положение падающей гантели в произвольный момент времени (зеленые стрелки — проекции скоростей шариков на вертикаль и горизонталь).

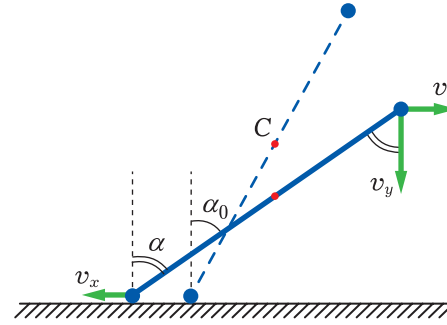


Рис. 9

Поскольку в горизонтальном направлении на гантель не действуют никакие внешние силы, полный горизонтальный импульс гантели остается равным нулю. Это означает, что горизонтальные скорости v_x левого и правого шариков равной массы будут одинаковы и направлены в противоположные стороны, а центр масс гантели (точка C) будет двигаться вертикально. В момент касания пола горизонтальные проекции скоростей шариков обнулятся, и верхний шарик по закону сохранения энергии будет иметь ту же скорость $v = \sqrt{2gl\cos\alpha_0}$, что и в ситуации с зафиксированным нижним шаром.

Закон сохранения энергии для произвольного момента времени выглядит так (убыль потенциальной энергии равна приросту кинетической)

[3] Это «естественная» единица измерения времени в данной системе (сравните с выражением для периода малых колебаний математического маятника $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$).

$$mgl\left(\cos\alpha_0-\cos\alpha\right)=$$

$$=2\frac{mv_x^2}{2}+\frac{mv_y^2}{2}. \qquad (30)$$

Условие нерастяжимости стержня дает связь между v_x и v_y.

$$v_x\sin\alpha=$$

$$v_y\cos\alpha-v_x\sin\alpha\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\ v_x=\frac{v_y}{2\,\mathrm{tg}\,\alpha}. \qquad (31)$$

Подстановка (31) в (30) позволяет получить вертикальную компоненту скорости верхнего шарика как функцию угла α.

$$v_y=\sqrt{\frac{2gl\left(\cos\alpha_0-\cos\alpha\right)}{1+\frac{1}{2\,\mathrm{tg}^2\alpha}}}. \qquad (32)$$

Малое расстояние по вертикали dy верхний шарик пройдет за время $dt=\frac{dy}{v_y}=\frac{l\sin\alpha\,d\alpha}{v_y}$.

Окончательно, делая подстановку (32), и суммируя по всему угловому пути, получим

$$t_{\text{паден}}=\sqrt{\frac{l}{g}}\int_{\alpha_0}^{\frac{\pi}{2}}\frac{\sqrt{1-\frac{\cos^2\alpha}{2}}d\alpha}{\sqrt{2\left(\cos\alpha_0-\cos\alpha\right)}} \qquad (33)$$

Несложно видеть, сравнивая (29) и (33), что из-за множителя в числителе, который всегда меньше единицы, гантель с незакрепленным нижним шариком упадет быстрее, нежели в случае, когда нижний шарик зафиксирован. Аналогичная таблица времен падения в этом случае имеет вид

α_0, рад	$t_{\text{паден}}$, в ед. $\sqrt{\frac{l}{g}}$
0,5	1,65
0,1	2,75
0,01	4,37
0,001	6,00
0,0001	7,63

Один из возможных вариантов качественного объяснения такого соотношения времен может быть виден из следующих рассуждений.

Пусть нижний шарик гантели не закреплен и, предположим, что у нас имеется механизм, позволяющий менять массу нижнего точечного шарика в интервале от бесконечности до нуля.

Когда его масса очень велика, то при падении гантели он остается на месте, и реализуется первый случай падения (нижний шарик как бы «закреплен»). В случае его нулевой массы верхний шарик падает вертикально с максимально возможным ускорением свободного падения g (сила реакции стержня равна нулю и не дает вклада в вертикальное ускорение). По мере роста массы нижнего шарика вертикальное ускорение верхнего шарика при падении становится все меньше (увеличивается роль силы реакции стержня), соответственно происходит возрастание времени падения.

Поиск других вариантов рассуждений на эту тему авторы предоставляют читателю.

Авторы выражают благодарность Якушевичу В.И. и доценту Прокопенко В.С. за обсуждение деталей настоящей статьи.

Литература

1. Математические этюды [Электронный ресурс] // URL: https://etudes.ru
2. Васильев Н.Б., Гутенмахер В.Л. Прямые и кривые. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1978. — 154 с.
3. Воробьев И. И. и др. Задачи по физике: Учебное пособие. Под ред. О. Я. Савченко. 4-е изд., исправленное. — СПб.: Лань, 2001. — 368 с.

4. Слободецкий И.Ш., Асламазов Л.Г. Задачи по физике. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1980. — 176 с.
5. Кабардин О.Ф., Орлов В.А., Зильберман А.Р. Физика. Задачник для 9–11 классов. 6-е изд. — М.: Просвещение/Дрофа, 2007. — 352 с.
6. Дориченко С.А. Комплексные числа. // Квант. 2008, № 5 — с.11-18.
7. Меледин Г.Ф Физика в задачах: экзаменационные задачи с решениями. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. — 272 с.
8. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. — 368 с.

НОВОСТИ

Попробуй науку на вкус — в МФТИ запускается новый сезон программы «Научный ментор»

В МФТИ запускается осенний сезон программы «Научный ментор» — эта программа позволяет студентам, начиная с первого курса бакалавриата, попробовать себя в настоящей научной работе.

Программу придумали студенты ЛФИ МФТИ в 2018 году, желая помочь младшекурсникам в поиске своего исследовательского пути. В осеннем семестре состоится *XIV* сезон программы.

«Мы задумывали «Ментор» как поддержку для студентов, поступивших в ЛФИ МФТИ, чтобы помочь им выбрать базовую кафедру, лабораторию — в нашей Физтех-школе представлена практически вся физика, и довольно сложно понять, а что же интересно лично тебе: астрофизика или биофизика, а может быть, физика элементарных частиц? Со временем в программе стали участвовать менторы и студенты всего МФТИ. Сегодня наставники программы — научные сотрудники Физтеха и базовых организаций, а студенты — не только физтехи, в программе участвуют и студенты других вузов, и даже не из Москвы: формат работы с ментором может быть дистанционным, а на конференции программы можно выступить онлайн» — объясняет Елена Ланина, автор и руководитель «Научного ментора», кандидат физико-математических наук, преподаватель МФТИ, научный сотрудник лаборатории методов математической физики и теории информации ИППИ РАН, младший научный сотрудник лаборатории методов математической физики НИЦ Курчатовский институт.

С момента основания программы её поддерживает Фонд целевого капитала МФТИ: аспиранты и старшекурсники, являющиеся наставниками «Научного ментора», получают стипендию Фонда.

«Программа «Научный ментор» — одна из любимых и важных долгосрочных программ, финансируемых из Фонда целевого капитала. Ее главная задача состоит в том, чтобы дать возможность студенту, учащемуся на младших курсах, поучаствовать в реальном научном проекте под кураторством ментора и лично, на своем собственном опыте, понять, что такое наука. Мы знаем, что участникам программы она помогает выбрать более осознанно научное направление, научных руководителей, с которыми они будут писать свои дипломы, и, вполне возможно, продолжать успешно работать в будущем» — комментирует Светлана Красночуб, директор Фонда целевого капитала МФТИ.

Страница программы на сайте МФТИ: *https://mipt.ru/mentor*. На странице опубликованы расписание презентаций проектов нового сезона, форма для заполнения теми студентами, кто уже договорился с ментором о совместной работе, контакты руководителей «Научного ментора», ответы на частые вопросы. В каталоге менторских проектов собраны не только описания научных задач, но и представлена дополнительная информация о менторах — научные публикации, интервью, видео, которая поможет студентам в выборе. Открыта группа в Телеграм для общения студентов и менторов, в ней также публикуются все важные объявления «Научного ментора».

Источник информации: https://mipt.ru/news/