Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)
Заочная физико-техническая школа

ФИЗИКА

Движение материальной точки по окружности

Решение задания №6 для 9-х классов

(2020 – 2021 учебный год)

г. Долгопрудный, 2021

Составитель: В.И. Плис, доцент кафедры общей физики МФТИ.

Физика: решение задания №6 для 9-х классов (2020 – 2021 учебный год), 2021, 14 с.

Составитель:
Плис Валерий Иванович
Подписано в печать 07.04.20. Формат 60×90 1/16.
Бумага типографская. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 0,77.

Заочная физико-техническая школа
Московского физико-технического института
(национального исследовательского университета)

Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Москов. обл., 141700.
ЗФТШ, тел./факс (495) 408-51-45 – **заочное отделение,**
тел./факс (498) 744-63-51 – **очно-заочное отделение,**
тел. (499) 755-55-80 – **очное отделение.**

e-mail: zftsh@mail.mipt.ru

Наш сайт: www.school.mipt.ru

Контрольные вопросы

1. Часовая стрелка, вращаясь равномерно, совершает один оборот (поворот на угол $\varphi = 2\cdot\pi \approx 2\cdot 3{,}14 = 6{,}28$ радиан) за 12 часов, т. е. период обращения часовой стрелки $T = 12\cdot 3600 = 43200$ с. Тогда угловая скорость часовой стрелки равна

$$\omega_{\text{ч}} = \frac{\varphi}{T} = \frac{2\cdot\pi}{4{,}32\cdot 10^4} \approx 1{,}45\cdot 10^{-4}\ \text{с}^{-1}$$

Эти же рассуждения, повторенные для Земли (поворот на угол $\varphi = 2\cdot\pi$ радиан за одни сутки, т. е. за 86400 секунд), приводят к ответу $\omega_{\text{З}} \approx 0{,}727\cdot 10^{-4}\ \text{с}^{-1}$. Отношение угловых скоростей часовой стрелки и планеты Земля в ее суточном вращении равно 2.

2. *В гелиоцентрической системе отсчета* Земля обращается вокруг Солнца по окружности с периодом 1 год, т. е. $T = 365\cdot 86400 \approx$ $\approx 3{,}15\cdot 10^7$ с. Линейная скорость Земли в орбитальном движении

$$v = \frac{2\pi r}{T} = \frac{2\cdot 3{,}14\cdot 1{,}5\cdot 10^{11}}{3{,}15\cdot 10^7} \approx 3\cdot 10^4\ \text{м/с}.$$

Центростремительное ускорение Земли (см. **Примеры № 3** и **№ 6**)

$$a = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot r = \left(\frac{2\cdot 3{,}14}{3{,}15\cdot 10^7}\right)^2 \cdot 1{,}5\cdot 10^{11} \approx 6\cdot 10^{-3}\ \text{м/с}^2.$$

Земля – свободно падающее на Солнце тело. Найденная величина – ускорение этого свободного падения.

3. Из соотношений (8), (9), рис. 6 Задания № 6 следует, что тангенс угла α между векторами скорости и ускорения изменяется со временем по закону $\operatorname{tg}\alpha = \frac{a_n}{a_\tau} = \frac{v^2}{Ra_\tau}$. По условию составляющая a_τ постоянна, следовательно, величина v скорости частицы после разгона (из состояния покоя) на пути длиной $S = 2\pi R$ равна $v^2 = 2a_\tau S$. Тогда

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2a_\tau S}{Ra_\tau} = \frac{2\cdot 2\pi R}{R} = 4\pi \approx 12{,}6.$$

Отсюда $\alpha \approx 1{,}49$ радиан, или в градусной мере $\alpha \approx 85{,}5^\circ$.

4. Для нахождения радиусов кривизны воспользуемся соотношением $R = \dfrac{v^2}{a_n}$ (см. **Пример № 5** Задания). При движении камня от старта до высшей точки траектории нормальное ускорение (знаменатель дроби) монотонно растет от $g\cos\alpha$ до g, а модуль скорости (числитель дроби) монотонно убывает от v_0 до $v_0\cos\alpha$. Следовательно, отношение этих величин при движении камня от старта до высшей точки траектории монотонно убывает. Тогда радиус кривизны траектории достигает наименьшей величины в малой окрестности высшей точки траектории и равен

$$R_{\min} = \frac{v_0^2\cos^2\alpha}{g}.$$

В свою очередь радиус кривизны траектории наибольший по величине в малой окрестности точки старта (см. **Пример № 5**)

$$R_{\max} = \frac{v_0^2}{g\cos\alpha}.$$

Дальность полета камня, брошенного под углом к горизонту, равна

$$S = 2\frac{v_0^2\sin\alpha\cos\alpha}{g},$$

(точки старта и финиша лежат в одной горизонтальной плоскости).

Отсюда $\dfrac{v_0^2}{g} = \dfrac{S}{2\sin\alpha\cos\alpha}$, тогда

$$R_{\min} = \frac{S}{2\cdot\mathrm{tg}\,\alpha} = \frac{20\cdot\sqrt{3}}{2} \approx 17 \text{ м},$$

$$R_{\max} = \frac{S}{2\sin\alpha\cos^2\alpha} = \frac{20}{2\cdot 0{,}5\cdot\left(0{,}5\cdot\sqrt{3}\right)^2} \approx 27 \text{ м}.$$

5. Движение по окружности груза на нити под действием силы тяжести и силы натяжения нити (упругой силы!) рассмотрено в **Примере № 9** Задания. В рассматриваемой задаче на груз действуют: сила тяжести $m\vec{g}$ и упругая сила $\vec{F}$, по величине пропорциональная удлинению Δl шнура, $F = k\cdot\Delta l$. Под действием этих сил тело движется по окружности радиуса $r = (l_0 + \Delta l)\cdot\sin\alpha$ в горизонтальной плоскости.

Подстановка этих величин в соотношения (19), (20) **Примера № 9** Задания с учетом равенства $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$ приводит к ответу

$$l_0 = \frac{g}{\cos\alpha}\left(\frac{T^2}{4\pi^2} - \frac{m}{k}\right) = \frac{10}{0,5}\left(\left(\frac{1,25}{2\cdot 3,14}\right)^2 - \frac{0,1}{10}\right) \approx 0,6\ \text{м}.$$

6. Подобная задача рассмотрена в **Примере № 6**. Ускорение спутника, обращающегося вокруг притягивающего центра только под действием только гравитационной силы, – это ускорение свободного падения на орбите,

$$m\frac{\left(\frac{v}{2}\right)^2}{R} = G\frac{mM}{R^2}.$$

По условию спутник движется с ускорением, направленным к центру окружности, по величине равным $a = \dfrac{v^2}{R}$. Поэтому сила тяги сонаправлена с силой тяжести. По второму закону Ньютона ускорение спутника определяется суммой силы тяжести и силы тяги

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{F}.$$

Переходя в этом равенстве к проекциям сил и ускорения на радиальное направление, получим r:

$$m\frac{v^2}{R} = G\frac{mM}{R^2} + F.$$

С учетом первого равенства решения приходим к ответу

$$F = \frac{3}{4}m\frac{v^2}{R}.$$

7. В вертикальной плоскости на поезд действуют силы: тяжести $m\vec{g}$ и нормальной реакции $\vec{N}$ (боковое давление рельсов на поезд и поезда на рельсы по условию равно нулю). Повторяя рассуждения **Примера № 8**, получаем

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{v^2}{gR} = \frac{20^2}{10\cdot 400} = 0,1.$$

Следовательно, α малый угол, тогда $\sin\alpha \approx \mathrm{tg}\,\alpha$. Внешний рельс должен быть выше внутреннего на

$$\Delta h = d\cdot\sin\alpha \approx d\cdot\mathrm{tg}\,\alpha = d\cdot 0,1 = 1,52\cdot 0,1 \approx 0,15\ \text{м},$$

8. Следуем **Примеру № 11**

$$N\sin\alpha = mg\sin\varphi,$$

$$N\cos\alpha = mg\cos\varphi - m\omega^2 R\cos\varphi.$$

Отсюда находим

$$\mathrm{tg}\alpha = \mathrm{tg}\varphi\cdot\frac{g}{g-\omega^2 R} \approx \mathrm{tg}\varphi\cdot\left(1+\frac{\omega^2 R}{g}\right),$$

здесь учтено, что $\frac{\omega^2 R}{g} = \frac{\left(7{,}3\cdot10^{-5}\right)^2\cdot 6{,}4\cdot10^6}{10} \approx 3{,}4\cdot10^{-3} \ll 1$ и $\frac{1}{1-x} \approx 1+x$ при $x \ll 1$. Далее строим ответ на вопросы задачи:

$$\frac{\mathrm{tg}\alpha}{\mathrm{tg}\varphi} = 1+\frac{\omega^2 R}{g} \approx 1{,}0034,$$

$$\delta = \frac{\mathrm{tg}\alpha - \mathrm{tg}\varphi}{\mathrm{tg}\varphi} = \frac{\omega^2 R}{g} \approx 3{,}4\cdot10^{-3},$$

что соответствует одной трети процента. Заметим, что δ не зависит от широты φ места, где ставится опыт.

9. Неравномерное движение по окружности в вертикальной плоскости с учетом сохранения полной механической энергии рассмотрено в **Примере № 15**. В указанном примере найдены:

тангенциальная $$a_\tau = -g\sin\alpha$$

и нормальная $$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{v_0^2}{R} - 2g(1-\cos\alpha)$$

составляющие ускорения груза при угле отклонения нормали к траектории от вертикали равном α. В рассматриваемой задаче нормаль к траектории совпадает с нитью. По условию при $\alpha = \alpha_1 = 30^\circ$ проекция ускорения шарика на вертикаль нулевая, т.е. в этот момент алгебраическая сумма проекций a_n и a_τ на вертикаль равна нулю,

$$a_n\cos\alpha_1 + a_\tau\sin\alpha_1 = 0,$$

$$\left(\frac{v_0^2}{R} - 2g(1-\cos\alpha_1)\right)\cdot\cos\alpha_1 - g\cdot\sin^2\alpha_1 = 0.$$

Наибольший угол $\alpha_{\max}$ отклонения нити от вертикали связан с начальной скоростью v_0 и длиной R нити законом сохранения полной механической энергии

$$m\frac{v_0^2}{2} = mg\,R(1-\cos\alpha_{\max}) .$$

Из двух последних соотношений находим

$$\cos\alpha_{\max} = \cos\alpha_1 - \frac{\sin^2\alpha_1}{2\cdot\cos\alpha_1} \approx 0,72 ,\ \alpha_{\max} \approx 44° .$$

Задачи

1. Следуем результатам, полученным в разделе **1.4 Задания** и в **Примере № 5.**

Найдем в рассматриваемый момент времени тангенциальную и нормальную составляющие ускорения

$$a_\tau = a\cdot\cos\alpha = 10^4\cdot\cos 30^{\circ} \approx 0,87\cdot 10^4 \text{ м/с}^2 ,$$

$$a_n = a\cdot\sin\alpha = 10^4\cdot\sin 30^{\circ} = 0,5\cdot 10^4 \text{ м/с}^2 .$$

Вычислим приращение модуля скорости частицы за последующие $\Delta t = 0,02\,\text{с}$:

$$\Delta v = a_\tau \Delta t = 0,87\cdot 10^4\cdot 10^{-2} = 0,87\cdot 10^2 \text{ м/с} .$$

Вычислим угловую скорость ω, с которой вращается вектор скорости частицы:

$$\omega = \frac{a_n}{v} = \frac{0,5\cdot 10^4}{10^6} = 0,5\cdot 10^{-2}\ \text{с}^{-1} .$$

Вектор скорости за последующие $\Delta t = 0,02\,\text{с}$ повернется на угол

$$\Delta\varphi = \omega\Delta t = 0,5\cdot 10^{-2}\cdot 2,0\cdot 10^{-2} = 1,0\cdot 10^{-4} ,$$

здесь угол поворота представлен, конечно, в радианной мере.

Далее найдем радиус кривизны траектории в малой окрестности рассматриваемой точки

$$R = \frac{v}{\omega} = \frac{10^6}{0,5\cdot 10^{-2}} = 2\cdot 10^8 \text{ м.}$$

2. Задача близка к рассмотренной в **Примере № 8** Задания.

Тангенциальная составляющая ускорения трамвая в процессе разгона постоянна по величине и равна удвоенной нормальной составляющей в начале поворота $a_\tau = 2a_n = 2\dfrac{v_0^2}{R}$. Модуль скорости трамвая в процессе разгона растет по линейному закону и наибольшего значения $v_{\max}$ достигает в конце криволинейного участка траектории длиной в четверть окружности, следовательно

$$v_{\max}^2 - v_0^2 = 2a_\tau \frac{\pi R}{2}.$$

Отсюда находим нормальную составляющую ускорения при завершении поворота

$a_{n\max} = \dfrac{v_{\max}^2}{R} = \dfrac{v_0^2}{R} + \pi a_\tau$ и ответ $\dfrac{a_{n\max}}{a_\tau} = \dfrac{1}{2} + \pi \approx 3,64$ на первый вопрос задачи.

В момент завершения поворота ускорение коробки удовлетворяет неравенству

$a_{\max} = \sqrt{a_\tau{}^2 + \left(a_{n\max}\right)^2} = a_\tau\sqrt{1+3,64^2} \approx 7,6\dfrac{v_0^2}{R} \le \dfrac{F_{\text{тр}\max}}{m} = \mu g$. Отсюда

$$\mu \ge 7,6\frac{v_0^2}{gR}.$$

3. На бусинку действуют силы: $m\vec{g}-$ тяжести, $\vec{N}-$ - нормальной реакции и $\vec{F}_{\text{тр}}-$ трения. Учитывая, что разгон происходит очень медленно, тангенциальной составляющей ускорения бусинки пренебрежем и будем считать, что в любой момент времени перечисленные силы лежат в вертикальной плоскости. Под действием этих сил бусинка движется в горизонтальной плоскости по окружности радиуса $r = R(1+\sin\alpha)$, здесь $\alpha-$ угол, который радиус – вектор бусинки, проведенный из центра кольца, образует с вертикалью. По условию $\cos\alpha = 0,5$, тогда $\sin\alpha = 0,5\cdot\sqrt{3}$. Ускорение бусинки направлено к центру окружности и по величине равно $a_n = \omega^2 R$. По второму закону Ньютона

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{тр}}.$$

Переходя к проекциям сил и ускорения на радиальное направление

$$m\cdot\omega^2\cdot R(1+\sin\alpha)=N\cdot(\sin\alpha+\mu\cdot\cos\alpha)$$

и на вертикаль

$$0=N\cdot(\cos\alpha-\mu\cdot\sin\alpha)-mg\,,$$

приходим, исключив N, к ответу на первый вопрос задачи

$$\mu=\frac{p-tg\alpha}{1+p\cdot tg\alpha}=\frac{3{,}82-\sqrt{3}}{1+3{,}82\cdot\sqrt{3}}\approx 0{,}27\,,$$

здесь $p=\dfrac{\omega^2 R}{g}(1+\sin\alpha)=\dfrac{3{,}2^2\cdot 2}{10}\left(1+0{,}5\cdot\sqrt{3}\right)\approx 3{,}82$,

Задача имеет решение ($\mu>0$) при условии $p>\mathrm{tg}\alpha$, с учетом принятых обозначений

$$\frac{\omega^2 R}{g}>\frac{\mathrm{tg}\alpha}{1+\sin\alpha}=\frac{\sqrt{3}}{1+\sqrt{3}/2}\approx 0{,}93\,.$$

При $\dfrac{\omega^2 R}{g}<0{,}93$ задача не имеет решения.

4. В системе отсчета, поступательно движущейся относительно ЛСО со скоростью $\vec{v}_1$, крайние истребители равномерно движутся по окружности радиуса $r=30$ м и за $\tau=18$ с совершают один оборот. В этой системе отсчета скорость $\vec{u}$ крайних истребителей по величине равна

$$u=\frac{2\cdot\pi\cdot r}{\tau}=\frac{2\cdot 3{,}14\cdot 30}{18}\approx 10{,}47 \text{ м/с.}$$

В ЛСО величина скорости $\vec{v}_2=\vec{v}_1+\vec{u}$ крайних истребителей

$$v_2=\sqrt{v_1^2+u^2}=\sqrt{100^2+10{,}47^2}\approx 100{,}55 \text{ м/с.}$$

Искомое приращение величины скорости во время выполнения фигуры

$$\Delta v=v_2-v_1=100{,}55-100{,}00=0{,}55 \text{ м/с.}$$

Такой пилотаж не зря называют высшим!!!

В подвижной системе отсчета в нижней точке окружности ускорение летчика и действующие на него силы связаны вторым законом Ньютона

$$\frac{mu^2}{r}=N-mg,$$

здесь N – сила нормальной реакции, действующая на летчика со стороны сиденья. Летчик действует на сиденье с такой же по величине

$$P = N = m \cdot \left(g + \frac{u^2}{r} \right)$$

и противоположной по направлению силой. Искомое отношение

$$\frac{P}{mg} = 1 + \frac{u^2}{g \cdot r} = 1 + \frac{10,5^2}{10 \cdot 30} \approx 1,37.$$

5. Задача о периоде T обращения материальной точки, движущейся по круговой орбите радиуса r в поле притягивающего центра массой M, рассмотрена в **Примере № 6.** Из полученного в этом примере ответа следует – отношение квадрата периода обращения к радиусу орбиты является инвариантной величиной

$$\frac{T^2}{r^3} = \frac{4\pi^2}{GM},$$

т. е. для любых двух планет Солнечной системы отношение квадратов периодов обращения равно отношению кубов радиусов орбит (второй закон Кеплера), в частности для Марса и Земли

$$\left(\frac{R_M}{R_E} \right)^3 = \left(\frac{T_M}{T_E} \right)^2 = k^2,$$

здесь $R_M -$ радиус орбиты Марса.

Отсюда

$$R_M = k^{2/3} R_E = 1,52 \cdot R_E = 2,28 \cdot 10^{11} \text{ м}.$$

В положении противостояния Солнце, Земля и Марс лежат на одной прямой. Минимальное расстояние между планетами равно разности радиусов орбит

$$r = R_M - R_E = (2,28 - 1,50) \cdot 10^{11} = 0,78 \cdot 10^{11} \text{ м}.$$

Радиус-векторы Земли и Марса вращаются с различными угловыми скоростями, равными

$$\omega_E = \frac{2\pi}{T_E} \quad \text{и} \quad \omega_M = \frac{2\pi}{T_M}$$

соответственно. Два последовательных противостояния наступают через промежуток времени τ, за который разность углов поворота радиусов-векторов планет станет равной $2 \cdot \pi$,

$$\omega_E \cdot \tau - \omega_M \cdot \tau = 2 \cdot \pi.$$

Отсюда
$$\tau = T_E \cdot \frac{k}{k-1} = 365 \cdot \frac{1,88}{1,88-1} \approx 780 \text{ суток}.$$

6. Задача о весе тела на вращающейся планете рассмотрена в **Примере № 11.** При построении ответа на **контрольный вопрос № 8** получено равенство

$$\operatorname{tg}\alpha = \operatorname{tg}\varphi \cdot \frac{g}{g-\omega^2 R}.$$

Подстановка в это равенство данных задачи

$$\alpha = 90^{\circ} - \beta = 90^{\circ} - 30^{\circ} = 60^{\circ}, \ \varphi = 30^{\circ},$$

приводит к уравнению

$$\sqrt{3} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{g}{g-\omega^2 R},$$

из которого находим угловую скорость вращения планеты $\omega = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{g}{R}}$ и продолжительность суток на планете:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{g}{R}} \cdot \sqrt{\frac{R}{g}} \approx 6150\,\text{с}.$$

Линейная скорость точек на экваторе

$$v_{\text{Э}} = \omega \cdot R = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot g \cdot R}$$

меньше скорости

$$v = \sqrt{g \cdot R} = 8 \cdot 10^3 \text{ м/с}$$

приповерхностного спутника Земли на

$$\delta = \frac{v - v_{\text{Э}}}{v} \cdot 100\% = \left(1 - \sqrt{\frac{2}{3}}\right) \cdot 100\% \approx 18\%.$$

7. Решение проведем, следуя **Примеру № 15** Задания. По второму закону Ньютона $m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{T}$. Переходя к проекциям ускорения и сил на нормальное направление (рис. 1), получаем

$m\dfrac{v^2(\varphi)}{l} = T(\varphi) - mg\cos\varphi$. Отсюда $T(\varphi) = m\dfrac{v^2(\varphi)}{l} + mg\cos\varphi$.

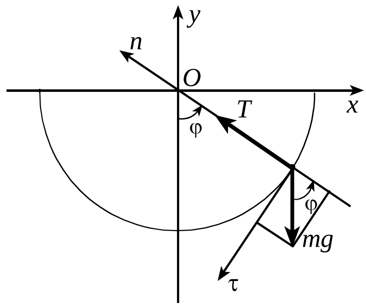

Рис. 1

Поскольку скорость $v(\varphi)$ и $\cos\varphi$ возрастают при переходе от максимального отклонения ($\varphi=\alpha$), к положению равновесия ($\varphi=0$), то $T_{\min}=T(\alpha)=mg\cos\alpha$, $T_{\max}=T(0)=m\frac{v^2(0)}{l}+mg$. С учетом закона сохранения энергии $\frac{mv^2(0)}{l}=mgl(1-\cos\alpha)$ и отношения $\frac{T_{\max}}{T_{\min}}=k$ получаем $\cos\alpha=\frac{3}{k+2}=\frac{1}{2}$.

Из **Примера № 9** следует:

$$g=\frac{4\pi^2}{\tilde{T}^2}l\cos\alpha .$$

Подстановка численных значений приводит к ответу:

$$g=3{,}7\ \text{м/с}^2 .$$

8. Задача близка к рассмотренной в **Примере № 12**. Для движения центра однородного шара с угловой скоростью ω по окружности радиуса $(R-r)$ необходимо, чтобы направленная к оси вращения *составляющая силы Архимеда* $F_{\text{A},r}=\rho_{\text{в}}V\omega^2(R-r)$ и сила N нормальной реакции стенки удовлетворяли второму закону Ньютона (см. формулу 15 Задания)

$$m\omega^2(R-r)=\rho_{в}V\omega^2(R-r)+N .$$

Объем шара радиуса r равен $V=\frac{4}{3}\pi r^3$. Подстановка массы $m=\frac{4}{3}\pi r^3\rho$ шара в последнее равенство дает:

$$N=\frac{4}{3}\pi r^3\left(\rho-\rho_в\right)\omega^2\left(R-r\right).$$

С такой же по величине и противоположной по направлению силой шар действует на боковую стенку цилиндра.

9. Близкая задача рассмотрена в **Примере № 14.** На бусинку действуют силы: $m\vec{g}-$ тяжести и $\vec{N}-$ нормальной реакции.

По второму закону Ньютона

$$m\vec{a}=m\vec{g}+\vec{N}.$$

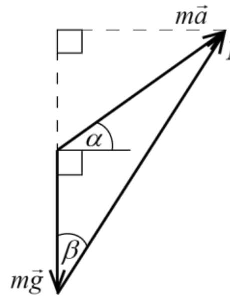

Рис. 2

В нижней точке кольца скорость достигает наибольшего значения, следовательно, в этой точке тангенциальная составляющая ускорения обращается в ноль. Нормальная составляющая в этой точке отлична от нуля: $\vec{a}_n$ лежит в плоскости кольца, направлена к центру и по величине равна $a_n=\frac{v^2}{R}$, здесь $v-$ скорость бусинки в нижней точке кольца. Эту скорость найдем по закону сохранения энергии $mg2R\sin\alpha=\frac{mv^2}{2}$.

Отсюда приходим к ответу на первый вопрос задачи

$$a=a_n=4g\sin\alpha=4g\sin 30^\circ=2g=20\ \text{м}/\text{с}^2.$$

Далее по теореме косинусов (см. рис. 2) находим величину N силы, с которой кольцо действует на бусинку,

$$N=m\cdot\sqrt{g^2+a_n^2-2ga_n\cos\left(\frac{\pi}{2}+\alpha\right)}=\sqrt{7}\cdot mg\approx 2{,}65mg.$$

Сила $\vec{N}$ образует с вертикалью угол β, определяемый из соотношения (см. рис 2):

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{ma_n\cos\alpha}{ma_n\sin\alpha+mg}=\frac{\sqrt{3}}{2}\approx 0{,}87 \quad \text{и равный} \quad \beta\approx 41^\circ.$$

10. Из закона сохранения энергии в **примере № 16** следует, что при движении по полусфере в любой момент времени шайбы находятся на горизонтальной прямой. Следуя далее этому примеру, получаем

$$F_{\text{тр}} = (m_1 - m_2) g (3 - 2\cos\alpha) \sin\alpha \ ,$$

$$N = Mg + (m_1 + m_2) g (3 - 2\cos\alpha) \cdot \cos\alpha \ .$$

Отсюда $\mu = \dfrac{F_{\text{тр}}}{N} = \dfrac{(m_1 - m_2)\cdot(3 - 2\cos\alpha)\cdot\sin\alpha}{M + (m_1 + m_2)\cdot(3 - 2\cos\alpha)\cdot\cos\alpha}$. По условию угол, при котором происходит отрыв, $\alpha = \dfrac{2\pi}{36} \approx 0{,}17$. Для такого угла с хорошей точностью $\sin\alpha \approx \alpha,\ \cos\alpha \approx 1$. Тогда формулу для коэффициента трения скольжения можно приближенно представить в виде

$$\mu \approx \frac{m_1 - m_2}{M + m_1 + m_2} \cdot \alpha = \frac{(20 - 15)\cdot 10^{-3}}{(200 + 20 + 15)\cdot 10^{-3}} \cdot 0{,}17 \approx 3{,}6 \cdot 10^{-3} \ .$$