

УДК 631.362

**ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ВИБРОУДАРНЫЙ РЕЖИМ ДВИЖЕНИЯ
СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ ПО ДУГЕ СОСТАВНОЙ КРИВОЙ****Завгородний А.И., д-р техн. наук, Обыхвост А.В.,****Хесро Монтасер, аспирант***(Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства
имени Петра Василенко)*

Приведены теоретические исследования периодического виброударного движения сферической частицы по поверхности малогабаритной деки сепаратора, выполненной в виде желоба, снабженного отражателем в нижней его части. При этом нижняя часть профиля желоба имеет форму окружности, а верхняя – прямолинейна.

Постановка проблемы. Одним из направлений повышения производительности безрешетных вибрационных сепараторов [1] является использование малогабаритных дек. Технологические особенности движения частиц обрабатываемого материала, когда в качестве рабочих поверхностей дек использовалась плоскость, изучены в работах [2 - 5]. Выполнение поверхностей дек в виде желоба с криволинейным профилем даст дополнительное преимущество – возможность влияния на процесс центробежной силой, которая управляется формой профиля. Это вызывает необходимость изучения технологического процесса сепарирования на базе математической модели движения семян по криволинейным поверхностям.

Анализ последних исследований. Снабжение малогабаритной деки отражателем и ее периодические колебания дают возможность использовать для сортирования семенных смесей периодический виброударный режим движения, обладающий высокой устойчивостью [4]. Движение семян в этом режиме в случае прямолинейного профиля деки изучено в работах [2 - 5]. Изучалось также движение семян по малогабаритной деке с поперечным сечением в форме окружности [6 - 7].

Цель работы. Задача выбора рационального профиля малогабаритной деки связана с изучением и сравнением между собой характеристик движения семян по поверхностям дек с различной формой поперечного сечения: окружности, параболы, гиперболы и др. В предлагаемой работе исследуется случай, когда указанное сечение имеет составную форму: окружность в нижней части сечения и прямую – в верхней.

Методика исследований. Расчетная схема вибрационного перемещения сферической частицы представлена на рис.1. Движение деки отсчитывается от неподвижной системы координат XOY . Относительная система координат $xO'y$ жестко связана с декой и движется вместе с ней по гармоническому закону $X(t) = A \sin \omega t$ (A, ω – амплитуда и частота колебаний деки). Указанное движение осуществляется в горизонтальной плоскости вдоль оси OX .

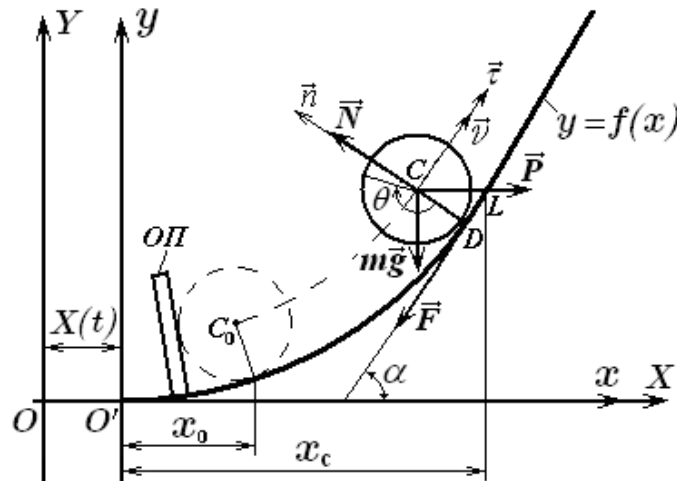


Рисунок 1 – Расчетная схема движения частицы

В нижней части деки на некотором расстоянии от начала координат закреплена отражательная пластина – ОП. При контакте частицы с пластиной происходит их соударение, отскок частицы и ее качение по деке до тех пор, пока снова не произойдет следующее соударение и т. д. Причем, при периодическом движении промежуток времени между двумя последовательными соударениями равняется периоду колебаний деки: $T=2\pi/\omega$. Пока (до момента численной реализации модели) будем считать, что форма поперечного сечения (профиля) деки описывается в общем виде уравнением $y=f(x)$.

На частицу, движущуюся в контакте с декой, в относительной системе координат действуют следующие силы (рис.1): сила тяжести $m\vec{g}$, нормальная реакция \vec{N} , сила инерции \vec{P} и сила трения \vec{F} . С учетом этого дифференциальные уравнения движения частицы в естественных координатах \vec{n} , $\vec{\tau}$ запишутся так:

$$mV^2/(\rho - r) = N - mg \cos \alpha - P \sin \alpha; \quad m\ddot{S} = P \cos \alpha - mg \sin \alpha - F; \quad I\ddot{\theta} = Fr. \quad (1)$$

где: ρ, α – радиус кривизны кривой и угол наклона касательной в точке контакта частицы с профилем;

r – радиус частицы.

Воспользуемся известным соотношением $\ddot{S} = r\ddot{\theta}$ и обозначим $\mu = (r_i/r)^2$. Тогда последнее из уравнений (1) дает $F = m\mu\ddot{S}$. Совместим начало отсчета времени с моментом соударения частицы с пластиной. Тогда сила инерции запишется в виде: $P = mA\omega^2 \sin \omega(t + t_y)$ Далее, исключая из второго уравнения системы (1) силу трения F , получим:

$$(1 + \mu)\ddot{S} = A\omega^2 \sin \omega(t + t_y) \cos \alpha - g \sin \alpha. \quad (2)$$

Здесь и выше обозначено: r_i – радиус инерции частицы, ωt_y – фаза удара.

Угол α наклона касательной (см. рис.1) может быть выражен через абсциссу точки контакта D частицы с профилем с помощью производных:

$$\cos \alpha = 1/\sqrt{1 + y'^2}; \quad \sin \alpha = y'/\sqrt{1 + y'^2}. \quad (3)$$

Чтобы полностью перейти в уравнении (2) от естественной координаты S к координате x , выразим величину S через длину l кривой $y = f(x)$ между начальной ($x = x_0$) и поточной точками контакта частицы с профилем. Движение частицы в каждый момент времени можно рассматривать как мгновенное вдоль окружности кривизны, имеющей с кривой $y = f(x)$ общую кривизну, общую касательную и общее направление выпуклости в точке контакта D . В этом случае имеет место соотношение:

$$\frac{dS}{\rho - r} = \frac{dl}{\rho}. \quad (4)$$

Радиус кривизны и дифференциал дуги кривой определяются стандартно:

$$\rho = (1 + y'^2)^{\frac{3}{2}} / |y''|; \quad dl = \sqrt{1 + y'^2} dx. \quad (5)$$

На основании соотношений (4), (5) последовательно получаем:

$$S = \int_{x_0}^x \left(\sqrt{1 + y'^2} - \frac{y''r}{1 + y'^2} \right) dx; \quad \dot{S} = \left(\sqrt{1 + y'^2} - \frac{y''r}{1 + y'^2} \right) \dot{x}; \quad (6)$$

$$\ddot{S} = \left(\frac{y'y''}{\sqrt{1 + y'^2}} - \frac{y'''(1 + y'^2) - 2y'y''^2}{(1 + y'^2)^2} r \right) \dot{x}^2 + \left(\sqrt{1 + y'^2} - \frac{y''r}{1 + y'^2} \right) \ddot{x}. \quad (7)$$

При дифференцировании учтено, что на вогнутом (округлом) участке профиля $y'' > 0$. На прямолинейном же участке пути центра масс частицы и точки ее контакта с профилем совпадают, что подтверждается формулами (6), (7) при $y'' = y''' = 0$. Почти все величины в этих формулах (кроме y') – размерные. Это вызывает известные неудобства при использовании численных методов для его решения. Поэтому в дальнейшем будем использовать безразмерное время τ , которое выражается в долях периода колебаний деки и безразмерные координаты χ , η – в долях амплитуды колебаний. Для обозначения производных от безразмерных координат по безразмерному времени вместо “точек” будем использовать “звездочки”. Таким образом, для перехода к безразмерным величинам используем следующие обозначения

$$t = T\tau, \quad x = A\chi, \quad y = A\eta \quad (8)$$

и следствия из них:

$$\dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{Ad\chi}{Td\tau} = \frac{A}{T} \dot{\chi}^*; \quad \ddot{x} = \frac{d\dot{x}}{dt} = \frac{A}{T} \cdot \frac{d\dot{\chi}^*}{Td\tau} = \frac{A}{T^2} \ddot{\chi}^{**}; \quad (9)$$

$$y' = \frac{dy}{dx} = \frac{Ad\eta}{Ad\chi} = \frac{d\eta}{d\chi} = \eta'; \quad y'' = \frac{dy'}{dx} = \frac{d\eta'}{Ad\chi} = \frac{1}{A} \eta''; \quad y''' = \frac{dy''}{dx} = \frac{1}{A} \frac{d\eta''}{Ad\chi} = \frac{1}{A^2} \eta''' . \quad (10)$$

Теперь дифференциальное уравнение (2) с учетом соотношений (7)-(10) можно переписать в удобном для использования виде:

$$\chi^{**} = \frac{1}{1+\eta'^2 - \frac{\eta''r_A}{\sqrt{1+\eta'^2}}} \left[\left(\frac{\eta'''(1+\eta'^2) - 2\eta'\eta''}{\sqrt{(1+\eta'^2)^3}} r_A - \eta'\eta'' \right) \chi^{*2} + \frac{4\pi^2}{1+\mu} \left(\sin 2\pi(\tau + \tau_y) - \frac{\eta'}{K} \right) \right], \quad (11)$$

где r_A – радиус частицы в долях амплитуды колебаний ($r_A = r/A$);

$K = A\omega^2/g$ – коэффициент кинематического режима движения деки.

Уравнения (1) совместно с обозначениями (8)-(10) позволяют записать выражения для силы трения и нормальной реакции также в безразмерном виде:

$$F^* = \frac{F}{mg} = \frac{\mu}{(1+\mu)\sqrt{1+\eta'^2}} \left[K \sin 2\pi(\tau - \tau_y) - \eta' \right], \quad (12)$$

$$N^* = \frac{N}{mg} = \frac{1}{\sqrt{1+\eta'^2}} \left[\frac{K\eta''}{4\pi^2} \left(1 - \frac{\eta''r_A}{\sqrt{(1+\eta'^2)^3}} \right) \chi^{*2} + K\eta' \sin 2\pi(\tau + \tau_y) + 1 \right]. \quad (13)$$

Значения F^* , N^* следует использовать для контроля режима движения частицы. В нашем случае используется технологически оправданный безотрывный режим движения при отсутствии проскальзывания. Это достигается, если $N^* > 0$ – движение без отрыва и, если $|F^*| < F_{\max}^* = fN^*$ – движение без проскальзывания (f – коэффициент трения).

Уравнение (11) может быть решено только тогда, когда известна форма профиля деки, заданная в безразмерных координатах: $\eta = \Phi(\chi)$. Мы рассматриваем составной профиль (рис.1), состоящий из окружности (на участке $0 \leq \chi < \chi_c$) и прямой (на участке $\chi \geq \chi_c$), для которого можно записать:

$$\eta = \begin{cases} R_A - \sqrt{R_A^2 - \chi^2} & \text{при } 0 \leq \chi < \chi_c; \\ R_A - \sqrt{R_A^2 - \chi_c^2} + \chi_c(\chi - \chi_c) / \sqrt{R_A^2 - \chi_c^2} & \text{при } \chi \geq \chi_c. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь $R_A = R/A$, $\chi_c = \chi/A$, а в качестве прямой выбрана касательная, проведенная к окружности в точке присоединения χ_c . Понятно, что подстановка уравнения (14) в выражения (11)-(13) приведет их к привычному виду и упрощению числовой обработки. Однако при этом теряется их основное преимущество – применимость для профилей любой формы. К тому же, наличие символьных процессоров сейчас уже у многих программных средств («Mathcad», «Mathematica», «Maple» и др.) позволяет, кроме встроенных, вводить функции пользователя и записывать их общее обозначение в текст программ. Исходя из этого, на основе соотношений (11)-(13), нами разработана Mathcad-программа, для исследования периодического движения частицы по колеблющейся малогабаритной деке с произвольным профилем поперечного сечения. При запуске этой программы требуется лишь ввести уравнение исследуемого профиля.

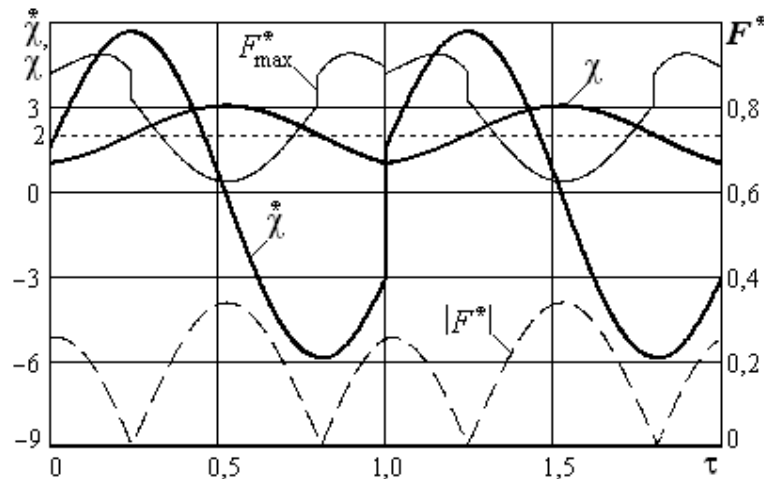


Рисунок 2 – Характеристики движения частицы.

Результаты исследований. На рис.2 представлены характеристики движения частицы по составному профилю (14). Скорость частицы до и после соударения с ОП связывали известным соотношением $V = -RU$ (R – коэффициент восстановления скорости). Для расчетов было принято: $\chi_0 = 1$; $r_A = 0,2$; $R_A = 10$; $\chi_c = 2$; $f = 0,8$; $R = 0,5$; $K = 1$; $\mu = 0,4$. Как видим, для принятых значений параметров условия $|F^*| < F_{\max}^*$ и $N^* > 0$ выполняются и, следовательно, частица перемещается по деке в периодическом безотрывном режиме без проскальзывания. При движении по окружности ($0 \leq \chi < 2$) на частицу действует центробежная сила инерции, которая исчезает, как только частица попадает на прямолинейный профиль и появляется при возвращении на окружность. Этим объясняются скачки силы $F_{\max}^* = fN^*$ при переходе через точку $\chi = 2$. Наиболее “опасной” областью движения, в которой может произойти проскальзывание и даже отрыв частицы от поверхности деки, является область максимального удаления частицы от отражательной пластины, где частица изменяет направление движения, а реакция N^* принимает наименьшее значение. Это объясняется тем, что в указанной области профиль деки прямолинейен, а скорость частицы близка к нулю, поэтому центробежная сила инерции, прижимающая частицу к поверхности деки, не действует. Отклонение χ частицы от нейтрального положения достигает максимального значения примерно к середине периода движения. В конце каждого периода график указанного отклонения имеет излом, а скорость $\dot{\chi}^*$ – скачок, что есть следствием эффекта соударения.

На рис.3 на основании расчета построены графики изменения времени удара – τ_y , скорости отскока частицы после удара – $\dot{\chi}^*$ и размаха качаний частицы по деке – $L_A = L/A$ в зависимости от: показателя инертности вращения частицы – μ ; коэффициента восстановления скорости при ударе – R ; начального отклонения частицы $\chi_0 = x_0/A$, определяемого положением ОП (рис.1) и коэффициента кинематического режима – K .

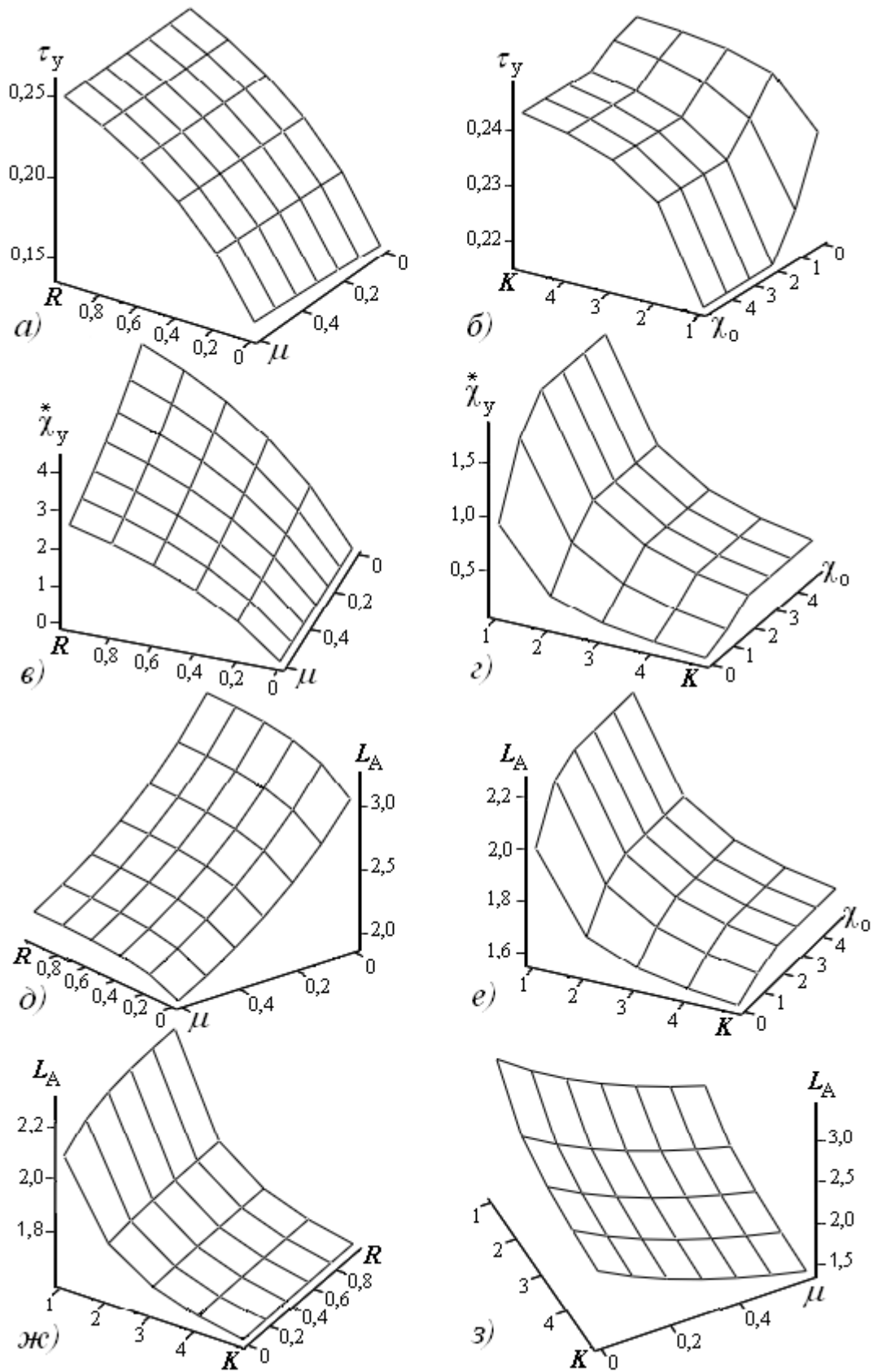


Рисунок 3 – Зависимость времени удара (τ_0), скорости отскока ($\dot{\chi}_0$) и размаха качаний (L_A) частицы от параметров: μ , R , λ_0 , K

Инертность вращения (μ) частицы тормозит движение, уменьшая размах $-L_A$ (рис.3 д). При этом скорость отскока уменьшается (рис.3 в), а время соударения увеличивается (рис.3 а).

Упругость частицы (R) увеличивает размах $-L_A$ (рис.3 д) и скорость отскока (рис.3 в), чего и следовало ожидать. С увеличением упругости частице передается больше энергии при ударе, что компенсируется увеличением момента соударения $-\tau_y$ (рис.3 а) и, тем самым, снижением скорости самой ОП в момент удара, которая пропорциональна $\cos 2\pi\tau_y$. При $R = 1$: $\tau_y = 0,25$, вне зависимости от параметра μ . Это указывает на то, что в условиях абсолютной упругости периодический режим движения возможен и при неподвижной деке.

Увеличение начального отклонения χ_0 до момента $\chi_0 = 2$ повышает скорость $-\dot{\chi}^*$ и дальность $-L_A$ отскока с одновременным уменьшением момента соударения $-\tau_y$ (рис.3 б, г, е). Это связано с необходимостью преодоления составляющей силы тяжести, которая тем больше, чем больше величина χ_0 . При переходе на прямолинейный участок ($\chi_0 > 2$) эта закономерность устраняется (указанная составляющая становится постоянной) и условия движения частицы по профилю с дальнейшим увеличением параметра χ_0 не изменяются.

Увеличение интенсивности колебаний (K) снижает размах качаний частицы по деке (рис.3 е, ж, з), что согласуется с результатами исследования движения частицы, полученными в работах [2-5]. Но, в случае составного профиля безграничное увеличение интенсивности колебаний деки невозможно, так как ведет к нарушению исследуемого режима движения без отрыва и проскальзывания.

Выводы. На основе полученного дифференциального уравнения в среде «Mathcad» разработана программа, описывающая безотрывный периодический виброударный режим движения сферической частицы по колеблющейся деке в виде желоба с профилем произвольной формы, снабженного отражательной пластиной. Показано, что в случае составного профиля деки (окружность плюс прямая) нарушение указанного режима наиболее возможно в области максимального удаления частиц от отражательной пластины, где нормальная реакция принимает минимальное значение.

Критерием разделения смесей малогабаритными деками является размах колебательного движения частиц по деке. Упругие частицы имеют больший размах, чем неупругие, что говорит о возможности разделения частиц по их физико-механическим свойствам на малогабаритных деках, имеющих составной профиль.

Наилучший эффект разделения смеси для рассмотренного режима движения частиц по составному профилю может достигаться при значении коэффициента кинематического режима, близком минимально допустимому. При высоких значениях этого коэффициента различие траекторий движения частиц, имеющих разные свойства, стирается, что делает разделение смеси практически невозможным.

Список литературы

1. Заика П.М. Сепарация семян по комплексу физико-механических свойств [Текст] / П.М.Заика, Г.Е.Мазнев – М.: Колос, 1978.– 240с.
2. Завгородний А.И. Периодический режим движения частиц по деке вибросепаратора [Текст] / А.И.Завгородний, А.В.Обыхвост // Вібрації в техніці та технологіях: Всеукраїнський науково-технічний журнал.– Харків. ХНТУСГ, 2003.– Вип.6.– С.43 – 46.
3. Завгородній О.І. Періодичний рух частинок в процесі вібросепарації з упровадженням зміни напрямку коливань деки / О.І.Завгородній, О.В.Обихвіст // Науковий вісник НАУ, №92, Ч.1, 2005.– С.228-238.
4. Завгородний А.И. Устойчивость периодического режима движения частиц по деке вибросепаратора [Текст] / А.И.Завгородний, А.В.Обыхвост // Вібрації в техніці та технологіях: Всеукраїнський науково-технічний журнал.– Полтава: ПНТУ ім. Юрія Кондратюка, 2006. – Вип.1.– С.37.
5. Завгородний А.И. К исследованию движения частиц округлой формы по рабочим поверхностям машин. [Текст] / А.И.Завгородний, А.В.Обыхвост // “Галузеве машинобудування, Будівництво”: Зб. наук. праць ПНТУ імені Юрія Кондратюка, Вип. 3(25), Т. 1, Полтава, 2009.– С.119 – 125.
6. Завгородний А.И. Периодический виброударный режим движения шара по дуге окружности [Текст] / А.И.Завгородний, Хессро Монтасер // Вібрації в техніці та технологіях: Всеукраїнський науково-технічний журнал, №2(66).– Вінниця: ВНАУ, 2012.– С.35 – 41.

Анотація

ПЕРІОДИЧНИЙ ВІБРОУДАРНИЙ РЕЖИМ РУХУ СФЕРИЧНОЇ ЧАСТИНКИ ПО ДУЗІ СКЛАДЕНОЇ КРИВОЇ

Завгородній О.І., Хессро Монтасер

Приведені теоретичні дослідження періодичного віброударного руху сферичної частинки по поверхні малогабаритної деки сепаратора, яка виконана у вигляді жолоба і оснащена відбивачем в нижній його частині. При цьому нижня ділянка профілю жолоба має форму кола, а верхня – прямолінійна.

Abstract

PERIODIC VIBRATION MODE OF MOTION OF SPHERICAL PARTICLE ON ARC OF COMPONENT CURVE

A.Zavgorodniy, Khessro Montaser

Theoretical researches of periodic vibration motion of spherical particle are resulted on the surface of working organ which is executed as a chamfer and supplied a reflector in his lower part. Thus lower part of working organ of separator has a form of circumference, and overhead part has a form of line.