



КИНЕТИКА СЕПАРИРУЕМОГО НЕОДНОРОДНОГО СЛОЯ ЗЕРНОВОЙ СМЕСИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВИБРОРЕШЕТАХ

Тищенко Л. Н., д.т.н.

Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства имени Петра Василенко

Тел. (057) 700-38-88

Аннотация – в цилиндрических координатах построено решение краевой задачи гидродинамики для описания движения виброоживленной зерновой смеси, у которой эффективная вязкость зависит от радиальной координаты. При степенном законе изменения вибровязкости осевая проекция скорости потока кольцевого слоя смеси выражена через функции Кельвина. Определены амплитуды колебаний этой проекции, вызванные осевыми вибрациями вращающегося цилиндрического решета.

Ключевые слова – виброоживленная зерновая смесь, скорость потока, цилиндрическое виброрешето, функции Кельвина.

Постановка проблемы. Колебания интенсифицируют процесс разделения зерновой смеси на проходovou и сходовую фракции. В условиях вибраций движение сыпучей среды имеет сходство с движением вязкой жидкости. Поэтому при моделировании виброрешетного сепарирования зерна используют уравнения гидродинамики. В отличие от обычной жидкости, эффективная вибровязкость смеси меняется по толщине движущегося слоя. Для учёта этого изменения приходится решать уравнения течения неоднородной жидкости, что приводит к уточнённым моделям движения зерновой смеси в условиях вибраций.

Анализ последних исследований. Колебания скорости потока зерновой смеси на плоском решете, как слоя неоднородной вязкой жидкости, рассматривали в [1-4]. Менее исследованы колебания смеси, которая движется внутри вращающегося цилиндрического виброрешета. Из работ по этой теме отметим [5,6], где аналитически решена краевая задача гидродинамики в упрощённой постановке, без учёта искривления поверхности решета. В [5] скорость движения линейно-неоднородного слоя зерновой смеси выражена через функции Бесселя и Неймана комплексного аргумента. Отмечены трудности использо-

вания полученных решений для проведения расчётов. В работе [6] эта же задача решена в функциях Кельвина, которые относятся к классу затабулированных специальных функций. В области больших значений аргументов, соответствующих производственным условиям работы сепараторов, вместо таблиц предложено использовать высокоточные асимптотические представления этих функций, что существенно упрощает проведение расчётов. Здесь предлагается более общее, чем в [6], решение, в котором учтено искривление поверхности решета. Рассматривается вариант цилиндрической поверхности виброрешета, которое совершает гармонические колебания в направлении вертикальной оси вращения.

Формулирование цели статьи. Целью работы является получение и апробация расчётами формул для определения проекций скорости движения кольцевого слоя зерновой смеси, вибровязкость которого меняется по толщине слоя по степенному закону.

Нелинейный характер изменения эффективной вибровязкости смеси по толщине слоя экспериментально подтверждён в [5]. Показано, что она увеличивается с удалением от свободной поверхности слоя в сторону поверхности вращающегося решета.

Основная часть. Определение проекций скорости потока зерновой смеси. Задачу решаем в цилиндрической системе координат, показанной на рис. 1.

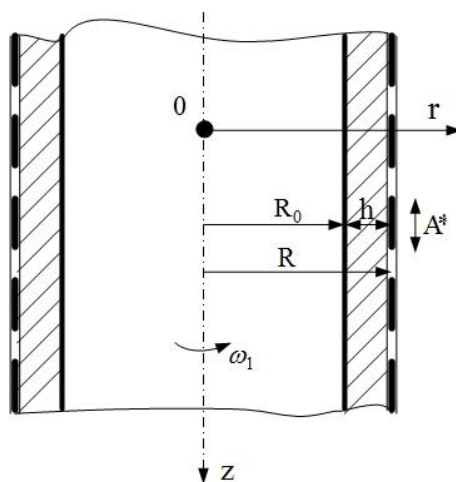


Рис. 1. Расчетная схема вертикального цилиндрического решета с сепарируемой зерновой смесью.

Через r, z обозначены радиальная и осевая координаты, причём вторая направлена вертикально вниз. Радиус внутренней цилиндрической поверхности слоя равен R_0 , а решета – R . Решето вращается вокруг вертикальной оси с угловой скоростью ω_1 и совершает верти-

кальные (осевые) колебания с амплитудой A^* и круговой частотой ω .

За исходные берём уравнения осесимметричного течения несжимаемой жидкости, у которой кинематическая вязкость $\nu = \nu(r)$ является дифференцируемой функцией радиальной координаты r [7]:

$$\frac{\partial}{\partial r}(ru_r) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_z) = 0,$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} \right) + 2\nu'_r \frac{\partial u_r}{\partial r}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + \frac{u_r u_\varphi}{r} = \nu \left(\nabla^2 u_\varphi - \frac{u_\varphi}{r} \right) + \nu'_r \left(\frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right);$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 u_z + \nu'_r \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) + g.$$

Здесь $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа; u_r, u_φ, u_z – соответственно радиальная, тангенциальная и осевая проекции вектора скорости; ρ – плотность среды; p – внутреннее давление; g – ускорение свободного падения; t – время.

Для однородной среды ($\nu = const$; $\nu'_r = 0$) уравнения (1) переходят в классические уравнения Стокса, при наличии осевой симметрии потока относительно оси oz [8].

Систему (1) следует решать при граничных условиях

$$u_z = 0; \quad u_z = A^* \omega \cos(\omega t); \quad u_\varphi = \omega_1 R \quad (2)$$

– на цилиндрической поверхности решета $r = R$ и

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\varphi}{r} \right) = 0; \quad \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

– на внутренней поверхности кольцевого слоя зерна $r = R_0$.

Рассматривая установившийся режим движения (без начальных условий), аналогично [6], задаём:

$$u_r = 0; u_\varphi = \omega_1 R; p = \frac{1}{2} \rho \omega_1^2 (r^2 - R^2); u_z = u_z(r, t).$$

При таком выборе решения три первых уравнения в (1) удовлетворяются тождественно, а четвертое принимает вид

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{v'_r}{v} \right) \frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{1}{v} \frac{\partial u_z}{\partial t} = -\frac{g}{v}. \quad (4)$$

Для него из (2) и (3) следуют граничные условия

$$u_z(R, t) = A * \omega \cos(\omega t); \left. \frac{\partial u_z}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0. \quad (5)$$

Ориентируясь на получение замкнутых аналитических результатов, краевую задачу (4), (5) решаем для степенного изменения вязкости смеси

$$v(r) = kr^\alpha, \quad (6)$$

в котором k и α – неотрицательные постоянные.

Если известны значения кинематической вязкости на граничных поверхностях слоя: $v_0 = v(R_0); v_1 = v(R)$, то

$$\alpha = \frac{\ln(v_1/v_0)}{\ln(R/R_0)}; k = v_1 R^{-\alpha}, \quad (7)$$

т.е. можно определять константы в (6) по результатам измерения вязкости смеси в отдельных точках.

Подставив (6) в (4), получаем

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1 + \alpha}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{1}{kr^\alpha} \frac{\partial u_z}{\partial t} = -\frac{g}{kr^\alpha}. \quad (8)$$

Учитывая (5) и (8), проекцию скорости потока $u_z(r, t)$ представляем суммой

$$u_z(r, t) = u_1(r) + u_2(r, t), \quad (9)$$

слагаемые которой являются решениями двух линейных краевых задач:

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + \frac{1 + \alpha}{r} \frac{du_1}{dr} = -\frac{g}{kr^\alpha}; \tag{10}$$

$$u_1(R) = 0; \quad \left. \frac{du_1}{dr} \right|_{r=R_0} = 0$$

и

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \frac{1 + \alpha}{r} \frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{1}{kr^\alpha} \frac{\partial u_2}{\partial t} = 0; \tag{11}$$

$$u_2(R, t) = A * \omega \cos(\omega t); \quad \left. \frac{\partial u_2(r, t)}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0.$$

Первая из них легко решается методом понижения порядка дифференциального уравнения. Этот метод даёт

$$u_1(r) = \frac{g}{2k} \left[\frac{R_0^2 (R^{-\alpha} - r^{-\alpha})}{\alpha} + \frac{R^{2-\alpha} - r^{2-\alpha}}{2 - \alpha} \right], \tag{12}$$

когда $\alpha > 0, \alpha \neq 2$.

В формуле (12) возникает неопределённость вида $|0/0|$ при $\alpha \rightarrow 0$ и $\alpha \rightarrow 2$. Раскрывая её, при $\alpha \rightarrow 0$, находим

$$u_1(r) = \frac{g}{2k} \left(R_0^2 \ln \frac{r}{R} + \frac{R^2 - r^2}{2} \right). \tag{13}$$

Если $\alpha \rightarrow 2$, то

$$u_1(r) = \frac{g}{4k} \left(R_0^2 (R^{-2} - r^{-2}) - 2 \ln \frac{r}{R} \right).$$

Заметим, что формула (13) использовалась для расчётов в [6], а (12) – обобщает её.

Краевую задачу, представленную выражениями (11), решаем при $\alpha \neq 2$. Случай $\alpha = 2$ является особым и требует отдельного рассмотрения. Для плоского решета он рассмотрен в [6].

Слагаемое $u_2(r, t)$ задаём в виде

$$u_2(r, t) = \text{Re} [w(r) e^{i\omega t}] = \text{Re } w(r) \cos(\omega t) - \text{Im } w(r) \sin(\omega t), \tag{14}$$

где $i = \sqrt{-1}$, w – вспомогательная комплексная функция вещественного аргумента.

Её находим из решения краевой задачи:

$$\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1 + \alpha}{r} \frac{dw}{dr} - \frac{i\omega}{kr^\alpha} w = 0; \tag{15}$$

$$\operatorname{Re} w(R) = A * \omega; \operatorname{Im} w(R) = 0; \left. \frac{d}{dr} \operatorname{Re} w(r) \right|_{r=R_0} = \left. \frac{d}{dr} \operatorname{Im} w(r) \right|_{r=R_0} = 0. \tag{16}$$

Общим решением (15) является

$$w = (c_1 + ic_2) \xi^s e^{i\frac{s\pi}{2}} I_s(\xi\sqrt{i}) + (c_3 + ic_4) \xi^s e^{-i\frac{s\pi}{2}} K_s(\xi\sqrt{i}). \tag{17}$$

Здесь $s = \frac{\alpha}{\alpha - 2}$; $\xi = \frac{2}{2 - \alpha} \sqrt{\frac{\omega}{k}} r^{\frac{2-\alpha}{2}}$; $I_s(x)$, $K_s(x)$ – модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда индексов s ; c_1, c_2, c_3, c_4 – вещественные произвольные постоянные.

Выражая цилиндрические функции комплексного аргумента через функции Кельвина вещественного аргумента по формулам [9]:

$$I_s(\xi\sqrt{i}) = e^{-i\frac{s\pi}{2}} [ber_s(\xi) + ibei_s(\xi)];$$

$$K_s(\xi\sqrt{i}) = e^{i\frac{s\pi}{2}} [ker_s(\xi) + kei_s(\xi)],$$

выделяем в (17) вещественную и мнимую части:

$$\operatorname{Re} w(r) = \xi [c_1 ber_s(\xi) - c_2 bei_s(\xi) + c_3 ker_s(\xi) - c_4 kei_s(\xi)];$$

$$\operatorname{Im} w(r) = \xi [c_1 bei_s(\xi) + c_2 ber_s(\xi) + c_3 kei_s(\xi) + c_4 ker_s(\xi)]. \tag{18}$$

При дифференцировании выражений (18) учтём, что [9]

$$\frac{d}{d\xi} [\xi^s I_s(\xi\sqrt{i})] = \sqrt{i} \xi^s I_{s-1}(\xi\sqrt{i}), \quad \frac{d}{d\xi} [\xi^s K_s(\xi\sqrt{i})] = -\sqrt{i} \xi^s K_{s-1}(\xi\sqrt{i}).$$

В результате дифференцирования получаем:

$$\frac{d}{d\xi} (\operatorname{Re} w) = -\frac{\xi^s}{\sqrt{2}} [c_1 f_1(\xi) + c_2 f_2(\xi) + c_3 f_3(\xi) + c_4 f_4(\xi)]; \tag{19}$$

$$\frac{d}{d\xi}(\text{Im } w) = \frac{\xi^s}{\sqrt{2}} [c_1 f_2(\xi) - c_2 f_1(\xi) + c_3 f_4(\xi) - c_4 f_3(\xi)],$$

где $f_{1,2}(\xi) = ber_{s-1}(\xi) \pm bei_{s-1}(\xi)$; $f_{3,4}(\xi) = ker_{s-1}(\xi) \pm kei_{s-1}(\xi)$.

Удовлетворяя граничным условиям (16), с помощью (18) и (19) получаем систему четырех уравнений с неизвестными c_j , $j = \overline{1;4}$:

$$\begin{aligned} c_1 ber_s(\eta) - c_2 bei_s(\eta) + c_3 ker_s(\eta) - c_4 kei_s(\eta) &= A * \omega \eta^{-s} \\ c_1 bei_s(\eta) + c_2 ber_s(\eta) + c_3 kei_s(\eta) + c_4 ker_s(\eta) &= 0 \\ c_1 f_1(\zeta) + c_2 f_2(\zeta) + c_3 f_3(\zeta) + c_4 f_4(\zeta) &= 0 \\ c_1 f_2(\zeta) - c_2 f_1(\zeta) + c_3 f_4(\zeta) - c_4 f_3(\zeta) &= 0. \end{aligned} \tag{20}$$

Здесь $\zeta = \frac{2}{\alpha - 2} \sqrt{\frac{\omega}{k}} R_0^{\frac{2-\alpha}{2}}$; $\eta = \frac{2}{\alpha - 2} \sqrt{\frac{\omega}{k}} R^{\frac{2-\alpha}{2}}$.

Решив систему (20), находим константы c_j :

$$c_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta}; c_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta}; c_3 = \delta_1 c_1 + \delta_2 c_2; c_4 = -\delta_2 c_1 + \delta_1 c_2;$$

$$\Delta = [ber_s(\eta) + \delta_1 ker_s(\eta) + \delta_2 kei_s(\eta)]^2 + [bei_s(\eta) + \delta_1 kei_s(\eta) - \delta_2 ker_s(\eta)]^2;$$

$$\Delta_1 = A * \omega \eta^{-1} [ber_s(\eta) + \delta_1 ker_s(\eta) + \delta_2 kei_s(\eta)];$$

$$\Delta_2 = -A * \omega \eta^{-1} [bei_s(\eta) + \delta_1 kei_s(\eta) - \delta_2 ker_s(\eta)];$$

$$\delta_1 = -\frac{f_1(\zeta) f_3(\zeta) + f_2(\zeta) f_4(\zeta)}{(f_3(\zeta))^2 + (f_4(\zeta))^2}; \quad \delta_2 = \frac{f_1(\zeta) f_4(\zeta) - f_2(\zeta) f_3(\zeta)}{(f_3(\zeta))^2 + (f_4(\zeta))^2}.$$

Учитывая эти выражения констант, а также (9), (12), (14) и (18), получаем формулу колебаний осевой проекции скорости потока кольцевого слоя зерна, возникающих вследствие вертикальных вибраций решета:

$$u_z(r, t) = \frac{g}{2k} \left[\frac{R_0^2 (R^{-\alpha} - r^{-\alpha})}{\alpha} + \frac{R^{2-\alpha} - r^{2-\alpha}}{2-\alpha} \right] + \xi^s [c_1 ber_s(\xi) - c_2 \times$$

$$\times bei_s(\xi) + c_3 \ker_s(\xi) - c_4 kei_s(\xi)] \cos(\omega t) - \xi^s [c_1 bei_s(\xi) + c_2 \times \quad (21)$$

$$\times ber_s(\xi) + c_3 kei_s(\xi) + c_4 \ker_s(\xi)] \sin(\omega t), \quad \alpha > 0, \alpha \neq 2.$$

При расчёте производительности решета $Q(t)$ приходится вычислять интеграл

$$Q(t) = 2\pi \int_{R_0}^R ru_z(r, t) dr = \frac{4\pi}{2-\alpha} \left[\frac{(\alpha-2)\sqrt{k}}{2\sqrt{\omega}} \right]^{2-\alpha} \int_{\zeta}^{\eta} \xi^{1-2s} u_z(r, t) d\xi. \quad (22)$$

Он также выражается через функции Кельвина, поскольку [9]:

$$\int_{\xi}^{\xi^{1-s}} \begin{bmatrix} ber_s(\xi) \\ ker_s(\xi) \end{bmatrix} d\xi = \frac{\xi^{1-s}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} ber_{s-1}(\xi) - bei_{s-1}(\xi) \\ ker_{s-1}(\xi) - kei_{s-1}(\xi) \end{bmatrix}; \quad (23)$$

$$\int_{\xi}^{\xi^{1-s}} \begin{bmatrix} bei_s(\xi) \\ kei_s(\xi) \end{bmatrix} d\xi = \frac{\xi^{1-s}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} bei_{s-1}(\xi) + ber_{s-1}(\xi) \\ kei_{s-1}(\xi) + ker_{s-1}(\xi) \end{bmatrix}.$$

Подставив (21) в (22), с учётом (23), получаем

$$Q(t) = Q_0 + \frac{4\pi}{\sqrt{2}(2-\alpha)} \left[\frac{(\alpha-2)\sqrt{k}}{2\sqrt{\omega}} \right]^{2-\alpha} [(c_1 T_1 - c_2 T_2 + c_3 T_3 - c_4 \times \\ \times T_4) \cos(\omega t) - (c_1 T_2 + c_2 T_1 + c_3 T_4 + c_4 T_3) \sin(\omega t)], \quad \alpha \neq 2.$$

$$\text{Здесь } T_{1,2} = \eta^{1-s} [ber_{s-1}(\eta) \mp bei_{s-1}(\eta)] - \zeta^{1-s} [ber_{s-1}(\zeta) \mp bei_{s-1}(\zeta)]; \\ T_{3,4} = \eta^{1-s} [ker_{s-1}(\eta) \mp kei_{s-1}(\eta)] - \zeta^{1-s} [ker_{s-1}(\zeta) \mp kei_{s-1}(\zeta)];$$

$$Q_0 = \frac{\pi g}{k} \left[\frac{R_0^2}{\alpha} \left(R^{-\alpha} \frac{R^2 - R_0^2}{2} - \frac{R^{2-\alpha} - R_0^{2-\alpha}}{2-\alpha} \right) + \frac{1}{2-\alpha} \left(R^{2-\alpha} \frac{R^2 - R_0^2}{2} - \frac{R^{4-\alpha} - R_0^{4-\alpha}}{4-\alpha} \right) \right],$$

когда $\alpha > 0; \alpha \neq 2; \alpha \neq 4$.

Если $\alpha \rightarrow 0$, то

$$Q_0 \rightarrow \frac{\pi g}{2k} \left(R_0^4 \ln \frac{R}{R_0} - R^2 R_0^2 + \frac{3R_0^4 + R^4}{4} \right).$$

При $\alpha \rightarrow 4$:

$$Q_0 \rightarrow \frac{\pi g}{2k} \left[\frac{R_0^2}{2} \left(\frac{R^2 - R_0^2}{2R^4} + \frac{R^{-2} - R_0^{-2}}{2} \right) - \left(\frac{R^2 - R_0^2}{2R^2} - \ln \frac{R}{R_0} \right) \right].$$

Результаты расчётов и их анализ. Для проведения расчётов принимаем: $\rho = 750 \text{ кг/м}^3$; $R = 0,3075 \text{ м}$; $h = 0,007 \text{ м}$; $v_0 = 0,55 / \rho$, $v_1 = 0,77 / \rho$, $A^* = 0,006 \text{ м}$, $\omega = 96,9 \text{ с}^{-1}$.

Результаты расчётов по формуле (21) в виде графиков представлены на рис. 2-4.

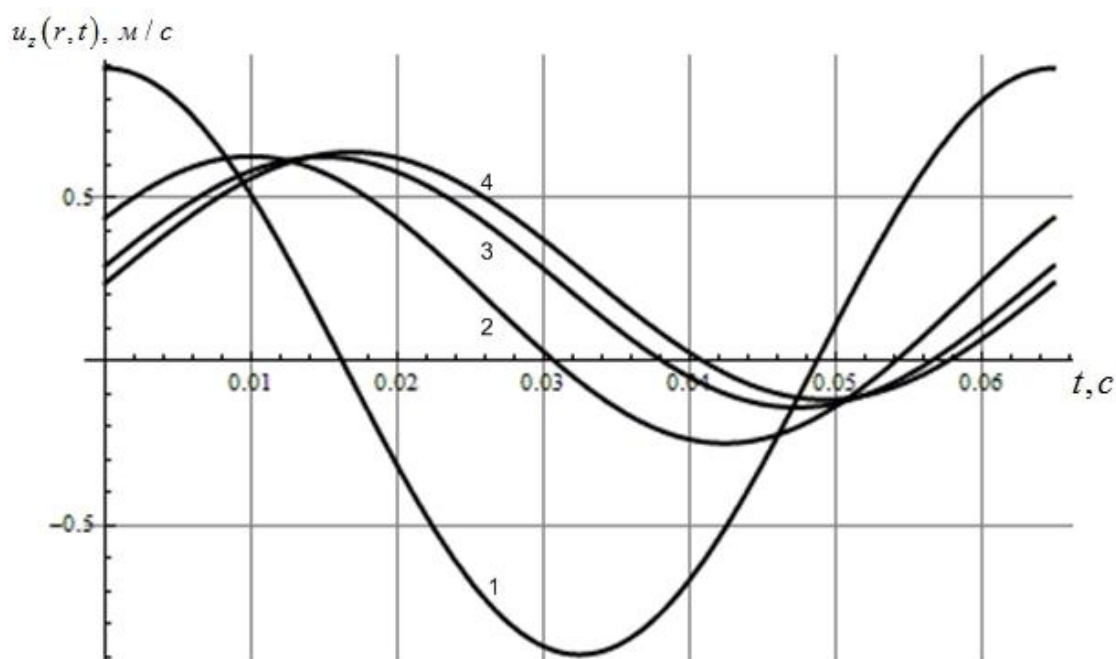


Рис. 2. Зависимости колебаний скорости зерновой смеси от времени для различных r : 1,2,3,4 - $= R; R_0 + \frac{h}{2}; R_0 + \frac{h}{4}; R_0$.

На рис. 2 показано, что скорость потока и амплитуда её колебаний существенно изменяются с удалением от поверхности виброрешета. С уменьшением r происходит уменьшение амплитуд колебаний, но увеличиваются средние значения скорости, относительно которых происходят эти колебания. Распределение скорости по толщине зернового слоя меняется с течением времени. Это подтверждают графики на рис. 3. Изменение профиля скорости по толщине движущегося слоя способствует сегрегации зерновой смеси и в конечном счёте просеиванию её на решете. Формула (21) позволяет строить поверхность скорости потока в плоскости переменных r и t . Результаты такого построения представлены на рис. 4, где показано как с уменьшением r происходит затухание вибрационного поля.

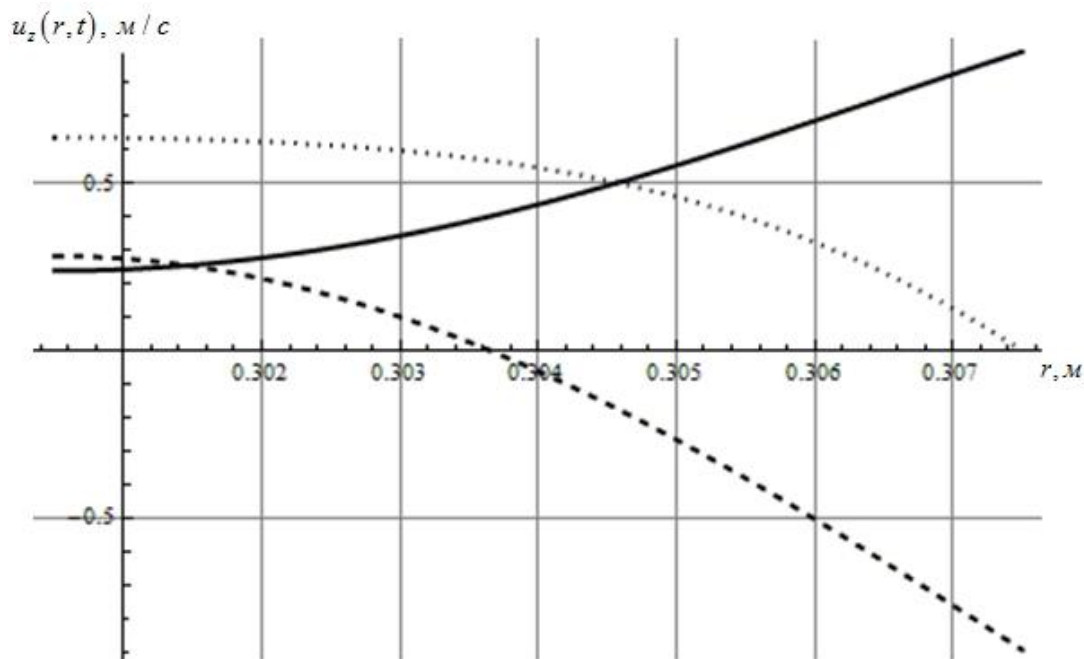


Рис. 3. Профіли скорости потока зерновой смеси по толщине слоя в различные моменты времени:

$$\text{— } t = 0; \text{ \cdots } t = \frac{\pi}{2\omega}; \text{ - - - } t = \frac{\pi}{\omega}.$$

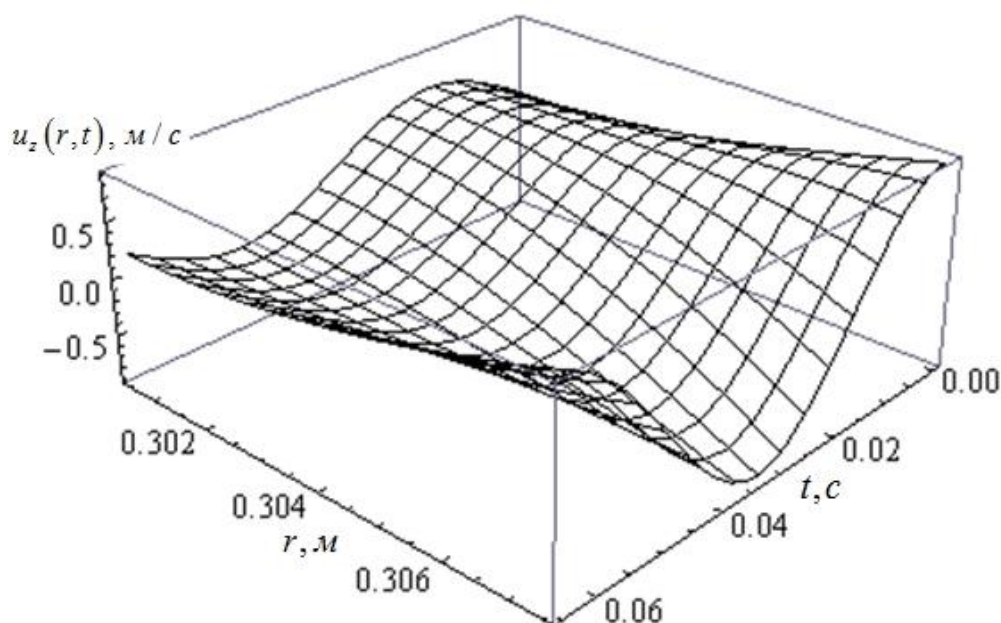


Рис. 4. Поверхность скорости потока $u_z(r, t)$.

Выводы. При степенном изменении эффективной вибровязкости зерновой смеси по толщине слоя краевая задача гидродинамики об установившихся колебаниях скорости потока смеси, вызванных осевыми вибрациями вращающегося цилиндрического решета, решается в замкнутом виде с помощью функций Кельвина. Решение отражает за-

тухающий характер вибрационного поля с удалением от рабочей поверхности решета и может быть использовано для расчёта зернового потока, включая производительность решета.

Литература

1. *Тищенко Л.Н.* Виброрешетная сепарация зерновых смесей / *Л.Н. Тищенко, В.П. Ольшанский, С.В. Ольшанский.* – Харьков: Міськдрук, 2011. – 360 с.
2. *Ольшанский В.П.* Динамика неоднородного слоя зерна на плоском виброрешете / *В.П. Ольшанский, С.В. Ольшанский* // Динамические системы. – 2010. – Вып. 28. – С. 162–170.
3. *Ольшанский В.П.* Установившиеся колебания скорости потока зерновой смеси на плоском виброрешете / *В.П. Ольшанский, С.В. Ольшанский* // Вестник НТУ “ХПИ”: Математическое моделирование в технике и технологиях. – Харьков: НТУ “ХПИ”. – 2011. – Вып. 42. – С. 155–163.
4. *Ольшанский В.П.* Гармонические колебания неоднородного псевдооживленного слоя зерна на плоском виброрешете / *В.П. Ольшанский, С.В. Ольшанский* // Вибрации в технике и технологиях, – 2011. – №2(62). – С. 134–138.
5. *Тищенко Л.Н.* Моделирование процессов зерновых сепараторов / *Л.Н. Тищенко, Д.И. Мазоренко, М.В. Пивень, С.А. Харченко, В.В. Бредихин, А.В. Мандрыка.* – Харьков: Міськдрук, 2010. – 360 с.
6. *Тищенко Л.Н.* Колебания зерновых потоков на виброрешетах / *Л.Н. Тищенко, В.П. Ольшанский, С.В.* - Харьков: Міськдрук, 2012. – 267 с.
7. *Ольшанский В.П.* Применение обобщённых уравнений Навье-Стокса при моделировании движения зерна по цилиндрическому решету / *В.П. Ольшанский, С.В. Ольшанский* // Вісник ХНТУСГ: Механізація сільськогосподарського виробництва. -Харків: ХНТУСГ, 2011. – Вип. 107, Т.1. – С. 153–161.
8. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа / *Л.Г. Лойцянский* – М.: Наука, 1973. – 847 с.
9. *Абрамовиц А.* Справочник по специальным функциям (с формулами, графиками и математическими таблицами) / *А. Абрамовиц, И. Стиган* – М.: Наука, 1979. – 832 с.

КІНЕТИКА СЕПАРОВАНОГО НЕОДНОРІДНОГО ШАРУ ЗЕРНОВОЇ СУМІШІ В ЦИЛІНДРИЧНИХ ВІБРОРЕШЕТАХ

Тіщенко Л.М.

Анотація – в циліндричних координатах побудовано розв’язок граничної задачі гідродинаміки для описання руху вібророзрідженої зернової суміші, в якій ефективна в’язкість залежить від радіальної координати. За степеневого закону зміни вібророзрідженості осьова проекція швидкості потоку кільцевого шару суміші виражена через функції Кельвіна. Визначено амплітуди коливань цієї проекції, які викликані осьовими вібраціями циліндричного решета, яке обертається.

KINETICS OF GRAIN SEPARATED INHOMOGENEOUS LAYER MIXTURE IN A CILINDRICAL VIBROSIEVE

L. Tishchenko

Summary

In cylindrical coordinates, constructed a decision along the boundary value problem of hydrodynamics to describe the motion vibroliquefaction grain mixture, in which the effective viscosity depends on the radial coordinate. When the power law changes the axial projection of vibratory viscosity flow rate annular layer of a mixture is expressed in terms of Kelvin functions. Determined by the amplitude of oscillation of this projection, caused by the axial vibration of a rotating cylindrical sieve.