

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДРЕВЕСНО-СТРУЖЕЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ЭЛЕМЕНТАХ ПНЕВМОСИСТЕМ

В.В. Лозовецкий, А.А. Шадрин, М.В. Кохреидзе, С.А. Катков

МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская область, г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1

lozovetsky@mail.ru

Представлена модель движения засыпки измельченной древесины и продуктов на ее основе в цилиндроконическом бункере, которая базируется на представлении таких засыпок как некоторой квазиньютоновской жидкости с эффективной вязкостью, зависящей от физико-механических свойств, характерных для материалов такого типа. Получены уравнения, описывающие граничные условия процесса, учитывающие проскальзывание частиц засыпки на стенках цилиндроконического бункера. Предложены универсальные граничные условия, основанные на физико-механических свойствах засыпки измельченной древесины и продуктов на ее основе, позволяющие аналитически описать движение таких сыпучих сред в бункерах с одним центральным разгрузочным отверстием. Предложенная модель существенно снижает затраты на создание надежных систем для транспортировки аналогичных сред, используемых в различных технологических процессах. Описаны экспериментальная установка и методики проведения исследования. Эксперименты проведены на моделях бункеров с одним центральным разгрузочным отверстием с учетом критериев теории подобия позволили получить данные, характеризующие влияние угла наклона конической части бункера, диаметра разгрузочного отверстия и физико-механических свойств засыпки на процесс гравитационного движения измельченной древесины и продуктов на ее основе. Получены формулы скорости проскальзывания древесных частиц в элементах бункера пневмотранспорта, изменения скорости частиц в засыпке на оси и стенках модели бункера на входной и выходной границе. Результаты расчетов процессов, протекающих в исследуемом бункере системы пневмотранспорта, с использованием этого универсального граничного условия для вихревой функции и полученные экспериментальные данные хорошо согласуются между собой, что позволяет проводить сравнительный анализ технико-экономической эффективности различных проектных решений.

Ключевые слова: древесно-стружечные материалы, квазиньютоновская жидкость, коэффициенты внутреннего и внешнего трения, коэффициент кажущейся вязкости, функция тока, вихревая функция

Ссылка для цитирования: Лозовецкий В.В., Шадрин А.А., Кохреидзе М.В., Катков С.А. Экспериментально-аналитические исследования движения древесно-стружечных материалов в элементах пневмосистем // Лесной вестник / Forestry Bulletin, 2017. Т. 21. № 1. С. 88–94. DOI: 10.18698/2542-1468-2017-1-88-94

При проектировании магистралей для перемещения древесно-стружечных материалов, отходов лесозаготовительных и лесопильно-деревоперерабатывающих производств (рубленной массы или щепы, древесных опилок), а также аналогичных им дискретных сред (зерновых, цемента, угля, биомассы и пр.) в элементах пневмосистем: трубопроводах, бункерах, загрузочных воронках — необходимо обеспечить по возможности более равномерное их движение по объему, с тем чтобы предотвратить образование застойных зон в местах перехода от цилиндрической части бункера к конической и сводообразование, приводящее к пробкам, переполнению бункера и нарушению технологического процесса.

В настоящее время практически отсутствуют работы, в которых существующие теоретические модели движения таких сред [1–9] доведены до конкретных результатов расчета. Это затрудняет оценку пригодности моделей для расчета течения указанных сред, проектирование надежно работающих бункеров, так как оценка проводится на основании сравнения результатов расчетов с данными экспериментов.

Экспериментальные исследования [10–12], проведенные в трубопроводах и бункерах осесимметричной формы с одним разгрузочным отверстием и коническим днищем, свидетельствуют о том, что движение в них засыпки, состоящей из элементов различной формы, при соотношении диаметра бункера D и размера элемента дискретной среды, приведенного к диаметру сферы d , $D/d \geq 40$, аналогично движению сплошной среды в ламинарном режиме. Вследствие этого дискретная среда при указанном соотношении может рассматриваться как некая квазиньютоновская жидкость, для описания движения которой может быть использована система уравнений, аналогичных уравнениям Навье — Стокса, с вязкостью, соответствующей кажущейся вязкости сыпучей среды [13–15],

$$\rho_+(W\Delta)W = \rho_+g - \text{grad } p + \mu\Delta^2W, \text{ div } W = 0, \quad (1)$$

где ρ_+ — кажущаяся плотность сыпучей среды;
 W — вектор абсолютной скорости сыпучей среды;
 p — внутреннее давление засыпки;
 μ — кажущаяся вязкость сыпучей среды.

С точки зрения программной реализации это уравнение имеет важное преимущество, поскольку методы его решения хорошо разработаны [16]. В то же время вопрос граничных условий для такого представления дискретной среды остается открытым. Поэтому модель движения засыпки в приближении вязкой несжимаемой жидкости не является формальным повторением существующей в гидродинамике модели.

Запишем уравнение (1) в прямоугольной системе координат:

$$W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_z \frac{\partial W_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2} \right),$$

$$W_x \frac{\partial W_z}{\partial x} + W_z \frac{\partial W_z}{\partial z} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_z}{\partial z^2} \right).$$

Продифференцируем первое уравнение по z , а второе по x , полагая, что $\nu = \mu/\rho = \text{const}$:

$$\frac{\partial W_x}{\partial z} \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_x \frac{\partial^2 W_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial W_z}{\partial z} \frac{\partial W_x}{\partial z} + W_z \frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2} =$$

$$= \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z} + \nu \left(\frac{\partial^3 W_x}{\partial x^2 \partial z} + \frac{\partial^3 W_x}{\partial z^3} \right),$$

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} \frac{\partial W_z}{\partial x} + W_x \frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2} + \frac{\partial W_z}{\partial x} \frac{\partial W_z}{\partial z} + W_z \frac{\partial^2 W_z}{\partial z \partial x} =$$

$$= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial x} + \nu \left(\frac{\partial^3 W_z}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 W_z}{\partial z^2 \partial x} \right).$$

Преобразуем левую часть этих уравнений, используя уравнение неразрывности

$$W_x \frac{\partial^2 W_x}{\partial x \partial z} + W_z \frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2} =$$

$$= \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial z} + \nu \left(\frac{\partial^3 W_x}{\partial x^2 \partial z} + \frac{\partial^3 W_x}{\partial z^3} \right),$$

$$W_x \frac{\partial^2 W_z}{\partial x^2} + W_z \frac{\partial^2 W_z}{\partial z \partial x} =$$

$$= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial x} + \nu \left(\frac{\partial^3 W_z}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 W_z}{\partial z^2 \partial x} \right).$$

Вычтем из первого уравнения второе и, полагая, что все смешанные производные непрерывны [17], получим

$$W_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) + W_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) =$$

$$= \nu \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) \right].$$

Данное уравнение можно преобразовать к виду, удобному для интегрирования, введя новые переменные: функцию тока ψ , удовлетворяющую уравнению неразрывности, и вихревую функцию ω , которая имеет вид

$$\omega = \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right).$$

Окончательно получим следующую систему уравнений с переменными — функцией тока ψ и вихревой функцией ω :

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial x} = \nu \nabla^2 \omega,$$

$$\nabla^2 \psi = \omega,$$

которая для случая осесимметричного движения может быть представлена в виде

$$\rho_+ r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_+ \omega}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu_+ \omega}{r} \right) \right], \quad (2)$$

$$\omega = -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) имеют второй порядок, и в силу сложности граничных условий, о которых будет сказано ниже, при их решении был использован итерационный алгоритм, основанный на последовательном интегрировании двух связанных уравнений второго порядка для переноса вихря и функции тока. В качестве численной схемы была выбрана так называемая схема, ориентированная «против потока», стабилизирующее влияние которой на вычисление конечных разностей известно [13].

В отличие от вязкой жидкости, для которой скорость на твердой, ограничивающей поток стенке равна нулю, для сыпучей среды это условие не соблюдается. В зависимости от шероховатости поверхности стенки и элементов дискретной среды, что учитывается с помощью коэффициента внешнего трения f_- , скорость проскальзывания этих элементов на вертикальных и наклонных стенках конического бункера может изменяться от нуля до какого-либо конечного значения. Как показали наши исследования, наличие проскальзывания на стенке не приводит к изменению вида уравнения движения, которое может быть использовано и для этого специфического случая движения среды.

На твердой границе (вертикальной и наклонной стенках) значение вихревой функции при решении системы уравнений (2) и (3) задавалось двумя способами.

Так как стенка непроницаема, функция тока на ней $\psi = \text{const}$, что соответствует полному расходу через рассматриваемую область. Для задания вихревой функции ω рассмотрим наиболее общий случай — наклонную стенку, что соответствует коническому днищу. Эти рассуждения

будут справедливы и для вертикальной цилиндрической стенки. Наклонная стенка расположена под углом φ к оси z цилиндрической системы координат r, z (рис. 1).

Прямоугольная сетка в плоскости rOz строится так, чтобы узловые точки лежали на стенке. Из ближайших к наклонной стенке узловых точек проводятся линии нормальные к стенке. В точке N пересечения нормали со стенкой функция тока ψ раскладывается в ряд Тейлора

$$\psi_{ij} = \psi_N + \frac{\partial\psi}{\partial n}\Big|_N \Delta n + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\psi}{\partial n^2}\Big|_N \Delta n^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3\psi}{\partial n^3}\Big|_N \Delta n^3 + \dots \quad (4)$$

Производная от функции тока ψ в направлении вектора n определяется выражением

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = \frac{\partial\psi}{\partial r} \cos(n \wedge r) + \frac{\partial\psi}{\partial z} \cos(n \wedge z).$$

С учетом зависимостей для косинусов (см. рис. 1) и функции тока

$$\cos(n \wedge r) = -\cos\varphi; \quad \cos(n \wedge z) = -\sin\varphi;$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial r} = rW_z; \quad \frac{\partial\psi}{\partial z} = -rW_r$$

полученное выражение можно представить в таком виде:

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = r(W_r \sin\varphi - W_z \cos\varphi).$$

Произведя ряд подстановок с учетом обозначений, приведенных на рис. 1, получим следующее выражение:

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = r(W_r \sin\varphi - W_z \cos\varphi) = -rW_\tau.$$

В рассматриваемом течении (осесимметричном без закрутки)

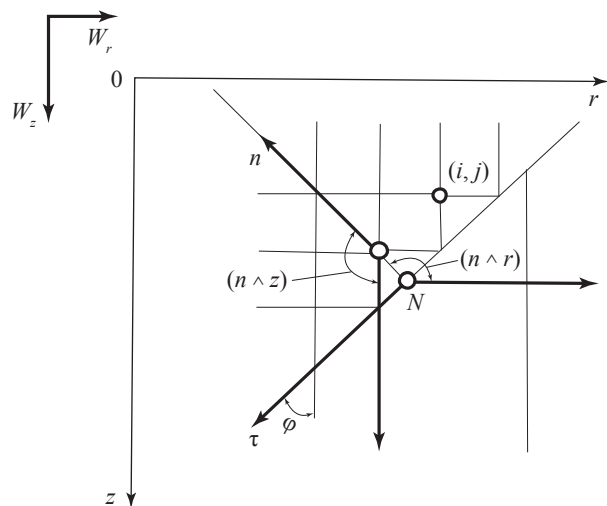


Рис. 1. К определению вихревой функции на наклонной стенке

Fig. 1. To the definition of function on the inclined wall

$$\text{rot}W = e_\theta \left(\frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial r} \right)$$

направлен по нормали к плоскости rOz (e_θ — единичный вектор), инвариантен относительно поворота и перемещения начала системы координат в плоскости rOz . Формально это следует из соотношения для преобразования компонентов векторов (в данном случае $\text{rot}W$) в произвольной криволинейной системе координат.

Из инвариантности следует соотношение

$$\omega = \frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial r} = \frac{\partial W_\tau}{\partial n} - \frac{\partial W_n}{\partial \tau}.$$

Так как твердая непроницаемая стенка является линией тока,

$$\frac{\partial W_n}{\partial \tau} = 0.$$

Вихрь в точке N можно представить в таком виде

$$\omega_N = \left(\frac{\partial W_\tau}{\partial n} - \frac{\partial W_n}{\partial \tau} \right) \Big|_N = \frac{\partial W_\tau}{\partial n} \Big|_N.$$

Первая и вторая производные от функции тока в формуле (4) равны

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} \Big|_N = -r_N W_\tau \Big|_N;$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial n^2} \Big|_N = \frac{\partial}{\partial n} (-rW_\tau) \Big|_N = -r_N \frac{\partial W_\tau}{\partial n} \Big|_N = -r_N \omega_N.$$

Третью производную можно представить в таком виде:

$$\frac{\partial^3\psi}{\partial n^3} \Big|_N = \frac{\partial}{\partial n} (-r\omega) \Big|_N = -r_N \frac{(r\omega)_{ij} - (r\omega)_N}{\Delta n} =$$

$$= -\frac{r_N \left(\frac{r_{ij}}{r_N} \omega_{ij} - \omega_N \right)}{\Delta n}.$$

После подстановки этих производных в уравнение (4) и соответствующих преобразований получим выражение для вихревой функции на стенке ω_N , т. е. второе граничное условие

$$\omega_N = -\frac{3(\psi_{ij} - \psi_N)}{r_N \Delta n^2} - \frac{1}{2} \frac{r_{ij}}{r_N} \omega_{ij} - \frac{3W_N^+}{\Delta n},$$

где ψ_{ij} , ω_{ij} — значения функции тока и вихревой функции в узле ij в потоке сыпучей среды;

ψ_N , ω_N — значения функции тока и вихревой функции в точке N на стенке бункера;

r_N — расстояние от оси бункера до точки N на стенке;

W_N^+ — скорость проскальзывания на стенке, отнесенная к средней скорости (см. рис. 1).

В первом случае было получено выражение для вихревой функции с учетом скорости проскальзывания.

При таком задании вихревой функции скорость проскальзывания элементов сыпучей среды на стенке определялась из эмпирических зависимостей, полученных путем обработки опытных данных, одна из которых имеет вид

$$W_N^+ = W_N^+|_{z_+=1} \frac{(d_+ / D)^{1-z_+} (d / D)^{0,02(1-z_+)}}{r_+^3},$$

где $W_N^+|_{z_+=1}$ — относительная скорость проскальзывания элементов дискретной среды на стенке в сечении, соответствующем свободной поверхности дискретной среды (при относительной высоте $z_+ = 1$);

d_+, D, d — диаметры соответственно разгрузочного отверстия, цилиндрической части бункера, элемента дискретной среды;

r_+ — относительный радиус.

Экспериментальная установка для получения таких зависимостей имела бункер, днище которого могло изменять свою геометрию, что позволяло проводить исследования течения продуктов измельченной древесины при порционной и непрерывной выгрузке частиц засыпки, при изменении большого числа параметров в широком диапазоне их варьирования.

Результаты экспериментов на моделях с прозрачными стенками и с центральной прозрачной плоской стенкой показали, что картина движения засыпки практически не изменяется при выгрузке от 100 до 600 частиц в минуту и при $8 \cdot 10^4$ частиц в минуту. Это соответствует свободному истечению частиц из разгрузочного отверстия под действием силы тяжести.

Экспериментальные исследования, проведенные в бункере с одним разгрузочным отверстием и соотношением основных размеров $D/d_+ = 4,0; 5,0; 6,66; D/d \approx 40; 55$ с углом наклона конической части $\alpha = 30; 45; 60^\circ$ при движении элементов древесных материалов с эквивалентным диаметром $d = 7,2 \cdot 10^{-3}$ м и $10,2 \cdot 10^{-3}$ м, показали, что $W_N^+|_{z_+=1}$ линейно зависит от коэффициента внешнего трения f_- в достаточно широком диапазоне его изменения и определяется выражением

$$W_N^+|_{z_+=1} = 1 - 1,335 f_-.$$

Так как стенка непроницаема, функция тока $\psi_N = 1$, что соответствует полному расходу через рассматриваемую область.

На входной границе задавалось распределение скорости (рис. 2), соответствующее физико-механическим свойствам засыпки сферических элементов, которое может быть описано следующей эмпирической зависимостью

$$W(r_+)|_{z_+=1} = A(f_+)(W_{\max}^+ - W_N^+|_{z_+=1})(1 - r_+^2) + W_N^+|_{z_+=1}$$

где $r_+ = 2r/D$ — текущее значение относительно-го радиуса;

$A(f_+) = f_+^{k r_+}$ ($k = 0,1$ — эмпирический коэффициент);

W_{\max}^+ — относительная максимальная скорость, отнесенная средней скорости.

На выходной границе предполагалось $\partial\psi/\partial r = \partial\omega/\partial r = 0$. При численных расчетах использовали коэффициент кажущейся вязкости дискретной среды (коэффициент внутреннего трения) и коэффициент внешнего трения, которые определяли по рекомендациям [12]. Результаты расчетов с использованием указанных граничных условий сопоставляли с результатами экспериментов, полученными в бункере с одним центральным разгрузочным отверстием (рис. 3).

Расчетные и экспериментальные профили скорости и линии тока удовлетворительно совпадают между собой в большей части объема бункера.

При приближении к разгрузочному отверстию ($z_+ \leq 0,05$) экспериментальные данные могут существенно отличаться от результатов расчетов, так как в этой области проявляется дискретность исследуемой среды при ее гравитационной выгрузке. Используемые в этих расчетах граничные условия для вихревой функции на вертикальной и наклонной стенках носят частный характер, поскольку справедливы в достаточно узком диапазоне изменения геометрических и физико-механических параметров.

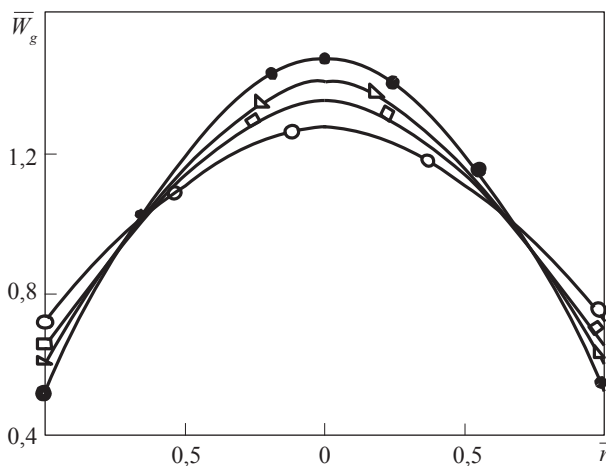


Рис. 2. Профили скорости квазисферических элементов в сечении на высоте $z = D$ от разгрузочного отверстия: \circ — $f_- = 0,218, f_+ = 0,36$; \square — $f_- = 0,268, f_+ = 0,68$; ∇ — $f_- = 0,3, f_+ = 0,36$; \bullet — $f_- = 0,36, f_+ = 0,68$

Fig. 2. The velocity profiles of the quaspherical elements in the cross section at height $z = D$ from the discharge aperture: \circ — $f_- = 0,218, f_+ = 0,36$; \square — $f_- = 0,268, f_+ = 0,68$; ∇ — $f_- = 0,3, f_+ = 0,36$; \bullet — $f_- = 0,36, f_+ = 0,68$

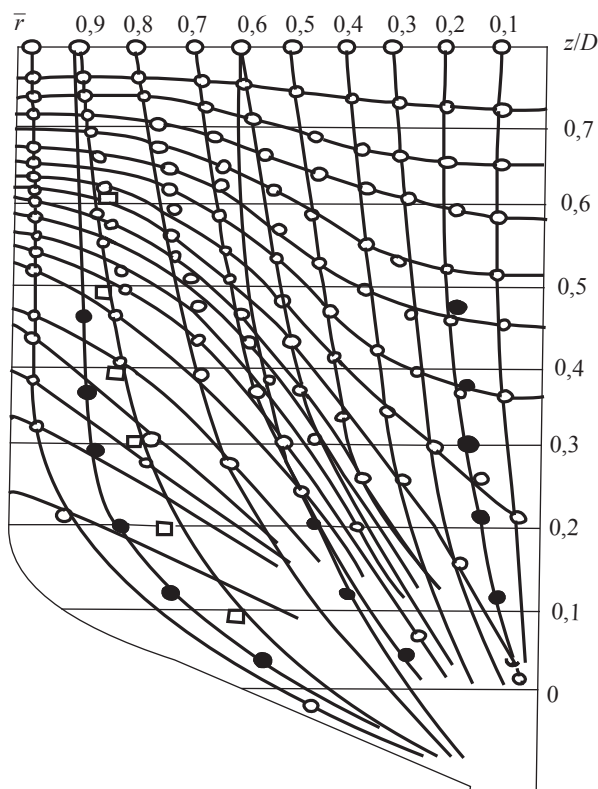


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных, полученных в модели осесимметричного бункера: \circ — эксперимент, \bullet — расчет по модели потенциального течения, \square — расчет с учетом кажущейся вязкости
Fig. 3. The comparison of experimental and calculated data obtained in the model of axisymmetrical hopper: \circ — experiment, \bullet — the calculation of the potential flow model, \square — calculation based on apparent viscosity

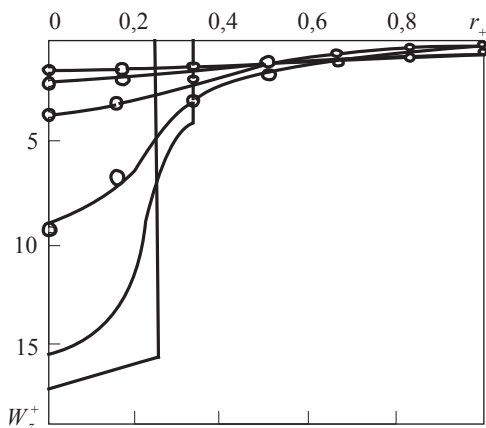


Рис. 4. Изменение профиля относительной скорости W_z^+ квазисферических элементов по высоте модели с соотношением размеров $D/d = 40$; $D/d_+ = 4$; $d = 10,2$ мм; $f_+ = 0,36$; $f_- = 0,3$: \circ — эксперимент; — — расчет с использованием универсальных граничных условий
Fig. 4. Change of the profile of the relative velocity W_z^+ quasispherical elements according to the model height with aspect ratio $D/d = 40$; $D/d_+ = 4$; $d = 10,2$ мм; $f_+ = 0,36$; $f_- = 0,3$: \circ — experiment; — — calculation using some universal boundary conditions

Более универсальное граничное условие получено нами из предположения [8], согласно которому для сыпучей среды справедливо обобщенное правило, определяемое для осесимметричного случая системой дифференциальных уравнений:

$$\left(\frac{\partial W_r}{\partial r} - \frac{\partial W_z}{\partial z}\right) \sin 2\gamma - \left(\frac{\partial W_z}{\partial z}\right) \cos 2\gamma = 0,$$

$$\frac{\partial W_r}{\partial r} (\sin \delta_+ - \cos \gamma) - \frac{\partial W_z}{\partial z} (\sin \delta_+ + \cos 2\gamma) = 0,$$

где W_r, W_z — проекции абсолютной скорости; γ — угол наклона алгебраически большего главного напряжения к оси r , $\gamma = \pi/4 + \delta_+/2$ [8].

После ряда преобразований [3] можно получить выражение, связывающее угол внешнего трения δ_- с производными проекций скорости на стенках бункера

$$\text{tg} \delta_- = \frac{2W_z(\partial z)^{-1}|_N}{\partial W_r(\partial z)^{-1}|_N + \partial W_z(\partial r)^{-1}|_N},$$

из которого следует зависимость для вихревой функции на стенке бункера

$$\omega_N = \frac{2}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z} \text{tg} \delta_-^{-1} - 2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right),$$

где δ_- — угол внешнего трения.

Остальные граничные условия аналогичны граничным условиям, рассмотренным выше. Результаты расчетов с использованием универсального граничного условия для вихревой функции сопоставлены (рис. 4) с экспериментальными данными, полученными в бункере с центральным разгрузочным отверстием.

Совпадение расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное. Предложенный метод расчета может быть использован при проектировании бункерных устройств осесимметричной формы с одним разгрузочным отверстием при движении в них дискретных или сыпучих сред.

Список литературы

- [1] Крымасов В.Н. Сыпучая среда как модель неньютоновской жидкости // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомная водородная энергия и технология. М., 1980. Вып. 2. С. 138–141.
- [2] Дженике Э.В. Нагрузка на бункеры. Ч. 2: Основные понятия // Труды Американского общества инженеров-механиков. Конструирование и технология машиностроения. М.: Мир, 1973. № 2. С. 254–258.
- [3] Николаевский В.Н. Определяющие уравнения пластического деформирования сыпучих сред // Прикладная математика и механика, 1971. Т. 35. № 6. С. 411–420.

- [4] Гениев Г.А. Вопросы динамики сыпучей среды. М.: Госстройиздат, 1958. 178 с.
- [5] Josseling de Jong G. The daible sliding free rotating model for granular assemblies. *Geotechnique*, 1971, v. 21, pp. 155–163.
- [6] Hill R. *The mathematical theory of plasticity*. Clarendon. Oxford, 1956, 347 p.
- [7] Goodman M.A., Cowin S.L. A continuum theory for granular materials. *Arch., Rat. Mech. Anal.*, 1972, v. 44, pp. 249–260.
- [8] Druker D., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis or limit design. *Quart. Appl., Math*, 1952, v. 10, pp. 157–165.
- [9] Bedenig D. Theoretisches Model zur Beschreibung des Kugelhaufenfließverhaltens im Core eines Kugelhaufenreaktors. *Nucl., Engng. and Desing*, 1967, no. 6, pp. 479–488.
- [10] Лозовецкий В.В., Крымасов В.Н. Гидромеханические и тепловые процессы в ядерных реакторах с микротвэльным топливом. М.: ВИНТИ РАН, 2003. 326 с.
- [11] Bedenig D. Untersuchungen zum Strömungsverhalten eines Kugelhaufens im Core eines Kugelhaufenreaktors. Dissertation Technische Hochschule. Wien. EUROATOM, 1966, no. 3284d. 171 p.
- [12] Крымасов В.Н., Лозовецкий В.В., Мордвинцев В.М. Расчет движения шаровых твэлов в активной зоне ВТГР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомная водородная энергия и технология. 1990. Вып. 2. С. 44–46.
- [13] Jilly D.K. On the computational stability of numerical solution of time-dependent nonlinear geophysical fluid dynamics problems. *U.S. Weather Bureau Monthly Weather Review*, 1965, pp. 93.
- [14] Ревуженко А.Ф. Механика упруго-пластических сред и нестандартный анализ. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2000. 426 с.
- [15] Крымасов В.Н. Движение сыпучей среды как неньютоновской жидкости. Отчет ИАЭ. Инв. № 35/248182, 1982.
- [16] Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир. 1975. 326 с.
- [17] Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. М.: Наука, 1969. 421 с.

Сведения об авторах

Лозовецкий Вячеслав Владимирович — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская обл., г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1, e-mail: lozovetsky@mail.ru

Шадрин Анатолий Александрович — д-р техн. наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская обл., г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1, e-mail: shadrin@mgul.ac.ru

Кохреидзе Мурман Васильевич — канд. техн. наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская обл., г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1, e-mail: kohreidze-murman@mail.ru

Катков Сергей Александрович, аспирант МГТУ им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 141005, Московская обл., г. Мытищи, ул. 1-я Институтская, д. 1., e-mail: katkovsa@ya.ru

Статья поступила в редакцию 24.09.2016 г.

EXPERIMENTAL AND ANALYTICAL STUDIES OF THE MOVEMENT OF HOGGED WOOD MATERIALS IN THE PARTS OF PNEUMATICS SYSTEMS

V.V. Lozovetskiy, A.A. Shadrin, M.V. Kokhreidze, S.A. Katkov

BMSTU (Mytishchi branch), 1st Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia

lozovetsky@mail.ru

There has been introduced a model of hogged wood and its particle-based products bunkering in a conical-cylindrical hopper, the model being based on the conception of such fillings as some quasi-Newton liquid with an effective viscosity which depends on the physical and mechanical properties characteristic of this type of content. The equations describing their boundary conditions, taking into account the filling particle slippage on the walls of the conical-cylindrical hopper. There have been proposed some universal boundary conditions based on the use of physical and mechanical properties of the backfill hogged wood and its particle-based products which allows to analytically describe the movement of granular materials in a hopper with a single central dumping hole, which significantly reduces the cost of developing reliable systems to transport similar materials used in various technological processes. The experimental setup and the research techniques have been described. The experiments were carried out on some models of a hopper with a single central dumping hole, taking into account the similarity theory criteria which allowed us to obtain data describing the impact of a hopper conical portion bevel angle, of the dumping hole diameter and physico-mechanical properties on the process of gravitational movement of hogged

wood and its particle-based products. There has been found the dependence for the rate of wood particles slipping inside the parts of a pneumatic hopper, as well as the change in the particle speed during the filling process on the axis and the walls of the hopper model at the inlet and outlet boundaries. The results of the calculated processes occurring in the pneumatic transportation system under study with the use of these universal boundary conditions for the vortex functions and the obtained experimental results are in good conformity with each other, which allows to make comparative analysis of technical and economic efficiency of various design decisions.

Keywords: chipboard materials, qasi-Newton liquid, the coefficients of inner and external friction, the ratio of the apparent viscosity, the flow function, the vortex function

Suggested citation: Lozovetskiy V.V., Shadrin A.A., Kokhreizde M.V., Katkov S.A. *Eksperimental'no-analiticheskie issledovaniya dvizheniya drevesno-struzhechnykh materialov v elementakh pnevmosistem* [Experimental and analytical studies of the movement of hogged wood materials in the parts of pneumatics systems]. *Lesnoy vestnik / Forestry Bulletin*, 2017, v. 21, no. 1, pp. 88–94. DOI: 10.18698/2542-1468-2017-1-88-94

References

- [1] Krymasov V.N. *Sypuchaya sreda kak model' nen'yutonovskoy zhidkosti* [Granular medium as a model of neo-Newtonian fluid] *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki* [Problems of atomic science and technology] Moscow, 1980, v. 2, pp. 138-141. (in Russian)
- [2] Dzhenuke E.V. *Nagruzka na bunkery. Chast' 2. Osnovnye ponyatiya. Trudy Amerikanskogo obshchestva inzhenerov-mekhanikov. Konstruirovaniye i tekhnologiya mashinostroeniya* [Load bins. Part 2. Basic concepts. Proceedings of the American society of mechanical engineers. Design and mechanical engineering] Moscow: Mir Publ., 1973, no. 2, pp. 254-258. (in Russian)
- [3] Nikolaevskiy V.N. *Opredelyayushchie uravneniya plasticheskogo deformirovaniya sypuchikh sred* [Constitutive equations for plastic deformation of granular media] *AMM*, 1971, T. 35, no. 6, pp. 411-420. (in Russian)
- [4] Geniev G.A. *Voprosy dinamiki sypuchey sredy*. [The problems of dynamics of granular media] Moscow: Gosstroyizdat Publ., 1958, 178 p. (in Russian)
- [5] Josseling de Jong G. The daible sliding free rotating model for granular assemblies. *Geotechnique*. 1971, v. 21, pp. 155-163.
- [6] Hill R. *The mathematical theory of plasticity* clarendon. Oxford, 1956, 347 p.
- [7] Goodman M.A., Cowin S. L. A continuum theory for granular materials. *Arch., Rat. Mech. Anal.*, 1972, v. 44, pp. 249-260.
- [8] Druker D., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis or limit design. *Quart. Appl., Math.* 1952, v. 10, pp. 157-165.
- [9] Bedenig D., Theoretisches Model zur Beschreibung des Kugelhafenfließverhaltens im Core eines Kugelhafenreaktors. *Nucl., Engng. And Desing*, 1967, no. 6, pp. 479-488.
- [10] Lozovetskiy V.V., Krymasov V.N. *Gidromekhanicheskie i teplovye protsessy v yadernykh reaktorakh s mikrotvel'nyy toplivom*. [Hydro-mechanical and thermal processes in nuclear reactors microvellum fuel] Moscow: VINITI RAN Publ., 2003, pp. 326. (in Russian)
- [11] Bedenig D. Untersuchungen zum Strömungsverhalten eines Kugehafens im Core eines Kugehafensreaktors. – Dissertation Technische Hochschule. Wien. EUROATOM, 1966, no 3284d. pp. 171.
- [12] Krymasov V.N., Lozovetskiy V.V., Mordvintsev V.M. *Raschet dvizheniya sharovykh tvelov v aktivnoy zone VTGR*. [Calculation of the motion of spherical fuel elements in the reactor HTGR. Problems of atomic science and technology.] Moscow, 1990, v. 2, pp. 44-46. (in Russian)
- [13] Jilly D.K. On the computational stability of numerical solution of time-dependent nonlinear geophysical fluid dynamics problems. *U.S. Weather Bureau Monthly Weather Review*. 1965, pp. 93.
- [14] Revuzhenko A.F. *Mekhanika uprugo-plasticheskikh sred i nestandartnyy analiz*. [Mechanics of elastic-plastic media and non-standard analysis] Ed NSU. Novosibirsk, 2000, 426 p. (in Russian)
- [15] Krymasov V.N. *Dvizhenie sypuchey sredy kak nen'yutonovskoy zhidkosti*. [The movement of the granular medium as a non-Newtonian fluid] *Otchet IAE. Inv. № 35/248182*. 1982. (in Russian)
- [16] Potter D. *Vychislitel'nye metody v fizike* Computational methods in physics] Moscow: Mir Publ.. 1975. pp. 326. (in Russian)
- [17] Fihntengol'ts G.M. *Kurs differentsial'nogo i integral'nogo ischisleniya*. [Course of differential and integral calculus] Moscow: Nauka. Publ. 1969. 421 p. (in Russian)

Author's information

Lozovetskiy Vyacheslav Vladimirovich — Dr. Sci. (Tech.), Prof. BMSTU (Mytishchi branch), 1st Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia, e-mail: lozovetsky@mail.ru

Shadrin Anatoliy Aleksandrovich — Dr. Sci. (Tech.), Prof. BMSTU (Mytishchi branch), 1st Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia, e-mail: shadrin@mgul.ac.ru

Kokhreizde Murman Vasil'evich — Cand. Sci. (Tech.), Assoc. Prof. BMSTU (Mytishchi branch), 1st Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia, e-mail: kohreizde-murman@mail.ru

Katkov Sergey Aleksandrovich — pg. BMSTU (Mytishchi branch), 1st. Institutskaya, 141005, Mytishchi, Moscow reg., Russia, e-mail: katkovsa@ya.ru

Received 24.09.2016