

УДК 621.039.546:621.039.52.034.3
DOI: 10.17238/issn0536-1036.2018.2.97

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДРЕВЕСНОСТРУЖЕЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ЦИЛИНДРОКОНИЧЕСКИХ БУНКЕРАХ

В.В. Лозовецкий, д-р техн. наук, проф.

А.А. Шадрин, д-р техн. наук, проф.

С.А. Катков, асп.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (Мытищинский филиал), 1-я Институтская ул., д. 1, г. Мытищи, Московская область, Россия, 141005; e-mail: Lozovetsky@mail.ru, Shadrin@mgul.ac.ru, KatkovSA@ya.ru

Представлены результаты экспериментально-аналитических исследований движения в цилиндроконическом бункере измельченной древесины, которая рассматривается как сыпучая среда с эффективной вязкостью, зависящей от физико-механических свойств частиц древесины (коэффициентов внутреннего и внешнего трения). Для описания движения частиц такого материала получены уравнения, аналогичные уравнениям Навье–Стокса, и необходимые для их решения граничные условия, учитывающие проскальзывание частиц на стенках бункера. Предложены универсальные граничные условия для вихревой функции и функции тока для частиц, движущихся вдоль вертикальных и наклонных стенок бункера, основанные на использовании физико-механических свойств измельченной древесины и ее продуктов. Это дает возможность аналитически описывать движение сыпучих сред в бункерах с одним центральным разгрузочным отверстием, что существенно снижает затраты на создание систем для транспортировки аналогичных сред в различных технологических процессах. Эксперименты проведены на моделях и реальных цилиндроконических бункерах пневмотранспортных систем с учетом критериев теории подобия, что позволило получить согласующиеся между собой данные, характеризующие влияние угла наклона конической части бункера, диаметра разгрузочного отверстия и физико-механических свойств среды на процесс гравитационного движения измельченной древесины и продуктов на ее основе. Предложены зависимости для расчета скорости проскальзывания древесных частиц на стенках бункера, а также изменения скорости частиц в сыпучей среде на оси бункера, на его входной и выходной границах. Результаты расчетов процессов, протекающих в бункере пневмотранспортной системы, полученные с использованием предложенных уравнений движения и универсального граничного условия для вихревой функции, и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой, что позволяет проводить сравнительный анализ технико-экономической эффективности различных проектных решений.

Ключевые слова: древесностружечные материалы, квазиньютоновская жидкость, коэффициенты внутреннего и внешнего трения, коэффициент кажущейся вязкости, функция тока, вихревая функция.

Введение

При проектировании магистралей для перемещения древесностружечных материалов, отходов лесозаготовительных и лесопильно-деревоперерабатывающих производств (рубленной массы или щепы, древес-

Для цитирования: Лозовецкий В.В., Шадрин А.А., Катков С.А. Моделирование движения древесностружечных материалов в цилиндроконических бункерах // Лесн. журн. 2018. № 2. С. 97–108. (Изв. высш. учеб. заведений). DOI: 10.17238/issn0536-1036.2018.2.97

ных опилок), а также аналогичных им дискретных сред (зерновых, цемента, угля, биомассы и др.) в элементах пневмосистем (трубопроводах, бункерах, загрузочных воронках) необходимо обеспечить более равномерное их продвижение по объему, чтобы предотвратить образование застойных зон в местах перехода от цилиндрической части бункера к конической и сводаобразование, приводящее к нарушению технологического процесса.

В настоящее время практически отсутствуют исследования, в которых существующие теоретические модели движения таких сред [1–3, 5, 6, 9, 11–13, 15, 16] были бы доведены до получения конкретных результатов расчета. Это затрудняет оценку пригодности этих моделей для расчета течения указанных сред на основании сравнения расчетных данных с экспериментальными, а также проектирование надежно работающих бункеров.

Цель наших исследований – разработка физической модели и алгоритма расчета процесса движения частиц измельченной древесины различного фракционного состава в бункерах осесимметричной геометрии и их экспериментальное подтверждение.

Объекты и методы исследования

Экспериментальные исследования, проведенные на трубопроводах и бункерах осесимметричной формы с одним разгрузочным отверстием и коническим днищем, свидетельствуют о том, что движение в них тестовых древесных частиц, состоящих из элементов различной формы, при соотношении диаметра бункера D и размера элемента дискретной среды, приведенного к диаметру сферы d , равного с ним объема ($D/d \geq 40$), аналогично движению сплошной среды в ламинарном режиме. Вследствие этого дискретная среда при указанном соотношении может рассматриваться как некая квазиньютоновская жидкость. Для описания ее движения может быть использована система уравнений, аналогичных уравнениям Навье–Стокса, с вязкостью, соответствующей кажущейся вязкости сыпучей среды [4]:

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

$$\text{div} W = 0,$$

где ρ_+ – кажущаяся плотность сыпучей среды;

W – вектор абсолютной скорости сыпучей среды;

p – внутреннее давление засыпки измельченных древесных частиц;

μ – кажущаяся вязкость сыпучей среды.

С точки зрения программной реализации это уравнение имеет важное преимущество, поскольку методы его решения хорошо разработаны [8]. В то же время вопрос о граничных условиях для такого представления дискретной среды остается открытым. Поэтому модель движения засыпки измельченных древесных частиц в приближении вязкой несжимаемой жидкости не является формальным повторением существующей в гидродинамике модели.

Запишем уравнение (1) в прямоугольной системе координат:

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

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

где ν – кинематический коэффициент вязкости сыпучей среды.

Первое уравнение продифференцируем по z , второе – по x , полагая, что

$$v = \frac{\mu}{\rho} = \text{const:}$$

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

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

Преобразуем левую часть этих уравнений, используя уравнение неразрывности:

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

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

Вычтем из первого уравнения второе, полагая, что все смешанные производные непрерывны [10]:

$$\begin{aligned} W_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) + W_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) = \\ = v \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial W_x}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial x} \right) \right], \end{aligned}$$

Данное уравнение преобразуем к виду, удобному для интегрирования, введя новые переменные: функцию тока ψ , удовлетворяющую уравнению неразрывности, и вихревую функцию

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

Окончательно получим систему уравнений с переменными ψ и ω :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial x} = v \nabla^2 \omega; \\ \nabla^2 \psi = -\omega. \end{aligned}$$

Эту систему для случая осесимметричного движения представим в следующем виде:

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

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

где r – текущее значение радиуса.

При решении уравнений (2) и (3), имеющих второй порядок, в силу сложности граничных условий, о которых будет сказано ниже, используем итерационный алгоритм, основанный на последовательном интегрировании двух связанных уравнений второго порядка для переноса вихря и функции тока. В качестве численной схемы была выбрана схема, ориентированная «против потока», стабилизирующее влияние которой на вычисление конечных разностей известно [10].

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 коэффициентом внешнего трения f_s , скорость проскальзывания этих элементов на вертикальных и наклонных стенках конического бункера может изменяться от нуля до 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 (на 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 отвечает полному расходу через изучаемую 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).

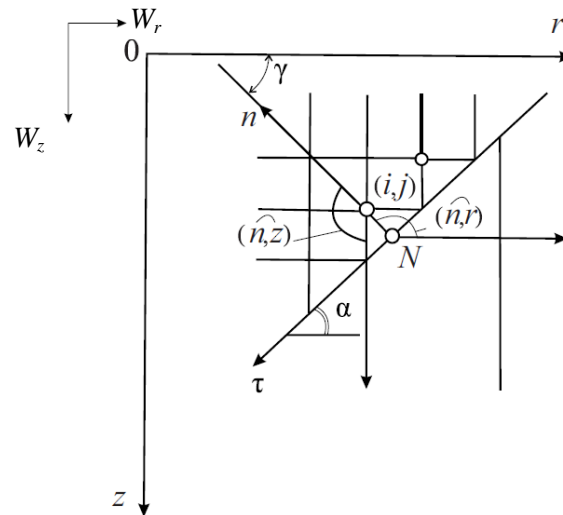


Рис. 1. К определению вихревой функции на наклонной стенке

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

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

Производная от функции тока ψ в направлении вектора n определяется выражением

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = \frac{\partial \psi}{\partial r} \cos(n \wedge r) + \frac{\partial \psi}{\partial z} \cos(n \wedge z). \quad (5)$$

С учетом зависимостей для косинусов (рис. 1) и функции тока $\cos(n \wedge r) = -\cos \varphi$; $\cos(n \wedge z) = -\sin \varphi$; $\frac{\partial \psi}{\partial r} = rW_z$; $\frac{\partial \psi}{\partial z} = -rW_r$, выражение (5) представим в следующем 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

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

В рассматриваемом осесимметричном без закрутки течении $\text{rot}W = e_\theta \left(\frac{\partial W_r}{\partial z} - \frac{\partial W_z}{\partial r} \right)$ (направлен по нормали к плоскости $r z$ (e_θ – единичный вектор), инвариантен относительно поворота и перемещения начала системы координат в плоскости $r z$. Формально это следует из соотношения для преобразования компонентов векторов (в данном случае $\text{rot}W$) в произвольной криволинейной системе координат.

Из инвариантности:

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

Так как твердая непроницаемая стенка является линией тока $\frac{\partial W_n}{\partial \tau} = 0$, вихрь в т. N представим как

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

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

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} \Big|_N = -r_N W_\tau \Big|_N; \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial n^2} \Big|_N = \frac{\partial}{\partial n} (-r W_\tau) \Big|_N = -r_N \frac{\partial W_\tau}{\partial n} \Big|_N = -r_N \omega_N.$$

Третью производную представим в следующем 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 в т. N на стенке бункера, т. е. второе граничное условие:

$$\omega_N = -\frac{3(\Psi_{ij} - \Psi_N)}{r_N \Delta n^2} - \frac{1}{2} \frac{r_{ij}}{r_N} \omega_{ij} - \frac{3W_N^+}{\Delta n}.$$

Здесь Ψ_{ij} , ω_{ij} – значения функции тока и вихревой функции в узле ij (рис. 1) в потоке сыпучей среды;

Ψ_N – функция тока в т. N на стенке бункера;

r_{ij} – расстояние от оси бункера до узла ij ;

r_N – расстояние от оси бункера до т. N на его стенке;

W_N^+ – скорость проскальзывания на стенке, отнесенная к средней скорости.

При таком задании вихревой функции скорость проскальзывания элементов сыпучей среды на стенке определялась из эмпирических зависимостей, полученных путем обработки опытных данных. Одна из них имеет следующий вид:

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

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

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

r_+ – относительный радиус.

Результаты исследования и их обсуждение

Экспериментальная установка имеет бункер, геометрию днища которого можно изменять, что позволило исследовать течение продуктов измельченной древесины при порционной и непрерывной выгрузке частиц измельченной древесной массы и 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 тестовых элементов практически не менялась при выгрузке как 100...600 частиц/мин, так и 80 тыс. частиц/мин, что соответствовало свободному их истечению из разгрузочного отверстия под действием силы тяжести.

Экспериментальные исследования, проведенные в бункере с одним разгрузочным отверстием и соотношением основных размеров $D/d_+ = 4,00; 5,00; 6,66$ и $D/d \approx 40; 55$, с углом наклона конической части $\alpha = 30; 45; 60^\circ$ при движении элементов древесных материалов с эквивалентным диаметром $d = 7,2$ и $10,2$ мм, показали, что $W_N^+ \Big|_{z_+=1}$ линейно зависит от коэффициента внешнего трения f_- в достаточно широком диапазоне его изменения и определяется выражением

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

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 древесных сферических элементов, которое может быть описано следующей эмпирической зависимостью:

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

где $A(f_+) = f_+^{k r_+}$;

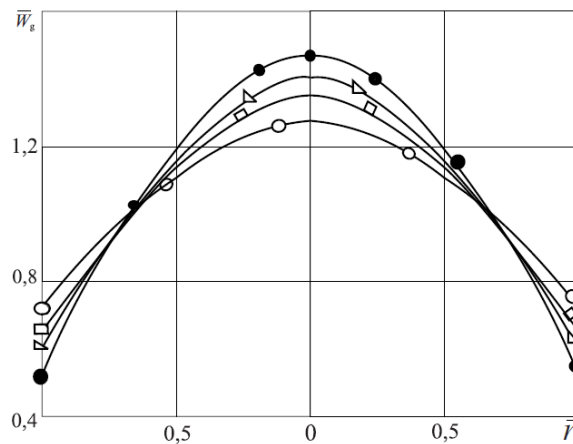
f_+ – коэффициент внутреннего трения;

k – эмпирический коэффициент, $k = 0,1$;

W_{\max}^+ – относительная максимальная скорость, отнесенная к средней скорости;

r_+ – текущее значение относительного радиуса, $r_+ = \frac{2r}{D}$.

Рис. 2. Профили скорости квази-сферических элементов в сечении на высоте $z = D$ от разгрузочного отверстия: \circ – $f_- = 0,218$; $f_+ = 0,360$; \square – $f_- = 0,268$; $f_+ = 0,680$; Δ – $f_- = 0,300$; $f_+ = 0,360$; \bullet – $f_- = 0,360$; $f_+ = 0,680$



Предполагалось, что на выходной границе $\partial\psi/\partial r = \partial\omega/\partial r = 0$. При численных расчетах пользовались коэффициентом кажущейся вязкости дискретной среды, зависящим от коэффициентов внутреннего и внешнего трения, которые определялись аналитически и экспериментально на сдвиговом приборе.

Полученные результаты согласуются между собой и это свидетельствует о том, что с увеличением коэффициента полндревесности K_n , т. е. с уменьшением пористости засыпки древесной биомассы коэффициенты f_+ и f_- возрастают, сопротивление сдвигу K увеличивается с ростом K_n и уплотняющей нагрузки \bar{P} . При этом коэффициенты f_+ и f_- не зависят от \bar{P} .

Расчетные значения углов внутреннего δ_+ и внешнего δ_- трения определялись по предложенной в настоящей работе зависимости с учетом условий сдвига частиц засыпки измельченной древесины и продуктов на ее основе в срезывателе сдвигового прибора (одноосный сдвиг по оси $\bar{r} = \frac{2r}{D}$, где r – текущее значение радиуса; D – диаметр обоймы срезывателя):

$$\delta_{+(-)} = \arcsin \left(K_n \left| \frac{a}{\frac{\partial K_n}{\partial z} + A} - \frac{b}{\frac{\partial K_n}{\partial r} + B} \right| \right).$$

Здесь a, A, b, B – физические константы, полученные в настоящей работе путем численного решения системы в математической среде MathCad 14 с применением встроенной процедуры поиска решений (Левенберга–Маккардта, которая является развитием нелинейного алгоритма минимизации Гаусса–Ньютона),

$$a = 5,2897; A = 3,2058; b = 0,00019; B = -0,00033.$$

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 (рис. 3). 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.

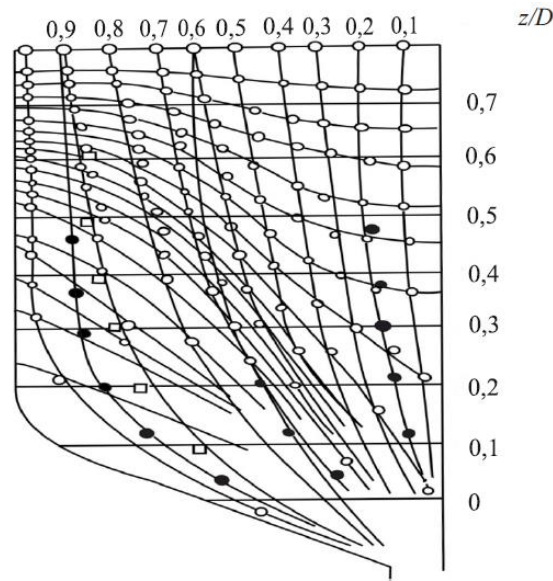


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных, полученных в модели осесимметричного бункера: \circ – эксперимент; \bullet – расчет по модели потенциального течения; \square – расчет с учетом кажущейся вязкости

Более универсальное граничное условие получено нами из предположения [14], согласно которому для сыпучей среды справедливо обобщенное правило, определяемое для осесимметричного случая системой дифференциальных уравнений:

$$\left(\frac{\partial W_r}{\partial r} - \frac{\partial W_z}{\partial z} \right) \sin 2\gamma - \left(\frac{\partial W_z}{\partial z} \right) \cos 2\gamma = 0; \quad (6)$$

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

где W_r , W_z – проекции абсолютной скорости;

γ – угол наклона алгебраически большего главного напряжения к оси r ,

$$\gamma = \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_+}{2} \quad [14].$$

После ряда преобразований [7] можно получить выражение, связывающее угол δ_- с производными проекций скорости на стенках бункера:

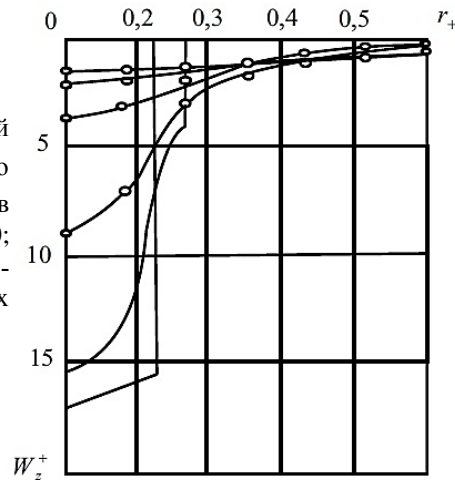
$$\operatorname{tg} \delta_- = \frac{2W_z / \partial z|_N}{\partial W_r / \partial z|_N + \partial W_z / \partial r|_N},$$

из которого следует зависимость для вихревой функции на стенке бункера:

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

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

Рис. 4. Изменение профиля относительной скорости W_z^+ квазисферических элементов по высоте модели с соотношением размеров $D/d = 40$; $D/d_+ = 4,0$; $d = 10,2$ мм; $f_+ = 0,360$; $f_- = 0,300$: \circ – эксперимент; — – расчет с использованием универсальных граничных условий



Получено удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Выводы

1. Разработаны физическая модель и алгоритм расчета процесса движения биомассы в виде измельченной древесины, продуктов на ее основе и других растительных отходов в бункерах цилиндрикоконической геометрии.

2. Экспериментальные исследования структурных и физико-механических характеристик таких засыпок позволили получить данные, необходимые для реализации этого алгоритма и подтверждения адекватности физической модели.

3. Определены основные технологические и конструктивные факторы, влияющие на процесс движения биомассы в виде измельченной древесины, продуктов на ее основе и других растительных отходов в элементах оборудования пневмотранспортных устройств – бункерах осесимметричной геометрии.

4. Предложены рекомендации, касающиеся конструктивных параметров бункеров цилиндрикоконической геометрии и технологических режимов, обеспечивающие их надежную, без сводообразования, экономичную и безопасную работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гениев Г.А.* Вопросы динамики сыпучей среды. М.: Госстройиздат, 1958. 122 с.
2. *Дженике Э.В., Иогансон Д.Р., Карсон Д.В.* Нагрузка на бункеры. Ч. 2. Основные понятия // Труды Американского общества инженеров-механиков. Сер. В. «Конструирование и технология машиностроения». М.: Мир, 1973. № 2. С. 254–258.
3. *Крымасов В.Н.* Сыпучая среда как модель неньютоновской жидкости // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Атомно-водородная энергетика и технология». М., 1980. Вып. 2. С. 138–141.
4. *Крымасов В.Н.* Движение сыпучей среды как неньютоновской жидкости: отчет ИАЭ. Инв. № 35/248182. 1982.
5. *Крымасов В.Н., Лозовецкий В.В., Мордвицев В.М.* Расчет движения шаровых твэлов в активной зоне ВТГР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Атомно-водородная энергетика и технология». М., 1990. Вып. 2. С. 44–46.

6. *Лозовецкий В.В., Крымасов В.Н.* Гидромеханические и тепловые процессы в ядерных реакторах с микротвэльным топливом. М.: ВИНТИ РАН, 2003. С. 326–329.
7. *Николаевский В.Н.* Определяющие уравнения пластического деформирования сыпучих сред // Прикладная математика и механика. 1971. Т. 35, № 6. С. 1070–1082.
8. *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике: пер. с англ. М.: Мир, 1975. 392 с.
9. *Ревуженко А.Ф.* Механика упруго-пластических сред и нестандартный анализ. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2000. 426 с.
10. *Фихтенгольц Г.М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления: в 3 т. Т. 3. М.: Наука, 1969. 421 с.
11. *Bedenig D.* Ein theoretisches Model zur Beschreibung des Kugelhaufen-Fließverhaltens im Core eines Kugelhaufen-Reaktors // Nuclear Engineering and Design. 1967. Vol. 6, iss. 5. Pp. 479–488.
12. *de Josselin de Jong G.* The Double Sliding, Free Rotating Model for Granular Assemblies // Geotechnique. 1971. Vol. 21, iss. 2. Pp. 155–163.
13. *Drucker D.C., Prager W.* Soil Mechanics and Plastic Analysis or Limit Design // Quarterly of Applied Mathematics. 1952. Vol. 10, iss. 2. Pp. 157–165.
14. *Goodman M.A., Cowin S.C.* A Continuum Theory for Granular Materials // Archive for Rational Mechanics and Analysis. 1972. Vol. 44, iss. 4. Pp. 249–266.
15. *Hill R.* The Mathematical Theory of Plasticity. Oxford: Clarendon Press, 1956. 355 p.
16. *Lilly D.K.* On the Computational Stability of Numerical Solutions of Time-Dependent Non-Linear Geophysical Fluid Dynamics Problems // Monthly Weather Review. 1965. Vol. 93, no. 1. Pp. 11–26.

Поступила 24.09.17

UDC 621.039.546:621.039.52.034.3

DOI: 10.17238/issn0536-1036.2018.2.97

Simulation of Chipboard Materials Motion in the Cylindrical-Conical Bunkers

V.V. Lozovetskiy, Doctor of Engineering Sciences, Professor

A.A. Shadrin, Doctor of Engineering Sciences, Professor

S.A. Katkov, Postgraduate Student

Mytishchi Branch of Bauman Moscow State Technical University, 1-ya Institutskaya ul., 1, Mytishchi, Moscow region, 141005, Russian Federation; e-mail: Lozovetskiy@mail.ru, Shadrin@mgu.ac.ru, KatkovSA@ya.ru

The paper presents the results of experimental and analytical studies of hogged wood motion in a cylindrical-conical bunker. This material is considered as a granular medium with an effective viscosity depending on the physical and mechanical properties of wood particles (coefficients of internal and external friction). To describe the motion of particles of such a material, the authors have obtained the equations similar to the Navier–Stokes equations, and the boundary conditions necessary for their solution, taking into account the sliding motion of particles on the walls of the bunker. The universal boundary conditions for the vortex and flow functions for particles moving along the vertical and inclined walls of the bunker are proposed. These conditions are based on the use of physical and mechanical properties of hogged wood and its products. This allows analytically describing the movement of gran-

For citation: Lozovetskiy V.V., Shadrin A.A., Katkov S.A. Simulation of Chipboard Materials Motion in the Cylindrical-Conical Bunkers. *Lesnoy zhurnal* [Forestry journal], 2018, no. 2, pp. 97–108. DOI: 10.17238/issn0536-1036.2018.2.97

ular media in bins with one central discharge port, which significantly reduces the cost of creating systems for transporting similar media in various technological processes. The experiments are carried out on models and real cylindrical-conical bunkers of pneumatic transport systems, taking into account the criteria of similarity theory. This helps us to obtain consistent data characterizing the influence of the angle of inclination of the conical part of the bunker, a diameter of the discharge port and physical and mechanical properties of the medium on the process of gravitational motion of hogged wood and products on its basis. The dependences for calculating the slip velocity of wood particles on walls of the bunker, and changes of speed of particles in the granular medium in the hopper axis, its input and output boundaries are presented. The results of calculations of processes taking place in the bunker of the pneumatic transport system, obtained using the proposed equations of motion and the universal boundary condition for the vortex function, and experimental data are in good agreement. This allows carrying out a comparative analysis of the technical and economic efficiency of various design solutions.

Keywords: chipboard material, qasi-Newtonian fluid, coefficients of internal and external friction, ratio of apparent viscosity, flow function, vortex function.

REFERENCES

1. Geniev G.A. *Voprosy dinamiki sypuchey sredy* [Problems of the Dynamics of the Granular Medium]. Moscow, Gosstroyizdat Publ., 1958. 122 p. (In Russ.)
2. Jenike A.W., Johanson J.R., Carson J.W. Bin Loads. Part 2: Concepts. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. Ser. B: Journal of Engineering for Industry*, 1973, vol. 95, iss. 1, pp. 1–5.
3. Krymasov V.N. Sypuchaya sreda kak model' nen'yutonovskoy zhidkosti [Granular Medium as a Model of Non-Newtonian Fluid]. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser.: Atomno-vodorodnaya energetika i tekhnologiya* [Problems of Atomic Science and Technology], 1980, no. 2, pp. 138–141.
4. Krymasov V.N. *Dvizhenie sypuchey sredy kak nen'yutonovskoy zhidkosti: otchet IAE. Inv. № 35/248182* [The Motion of a Granular Medium as a Non-Newtonian Fluid: a Report of the Kurchatov Institute, No. 35/248182]. Moscow, 1982.
5. Krymasov V.N., Lozovetskiy V.V., Mordvintsev V.M. Raschet dvizheniya sferovykh tvelov v aktivnoy zone VTGR [Calculation of the Motion of Spherical Fuel Elements in the Active Zone of HTGR]. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser.: Atomno-vodorodnaya energetika i tekhnologiya* [Problems of Atomic Science and Technology], 1990, no. 2, pp. 44–46.
6. Lozovetskiy V.V., Krymasov V.N. *Gidromekhanicheskie i teplovye protsessy v yadernykh reaktorakh s mikrotvel'nym toplivom* [Hydro-Mechanical and Thermal Processes in Nuclear Reactors with Micro-Pebble Fuel]. Moscow, All-Russ. Institute of Scientific and Technical Information RAS Publ., 2003. 326–329 p. (In Russ.)
7. Nikolaevskiy V.N. Opredelyayushchie uravneniya plasticheskogo deformirovaniya sypuchikh sred [Defining Equations of Plastic Deformation of the Granular Media]. *Prikladnaya matematika i mekhanika* [Journal of Applied Mathematics and Mechanics], 1971, vol. 35, no. 6, pp. 1070–1082.
8. Potter D. *Computational Physics*. London, Wiley, 1973. 304 p.
9. Revuzhenko A.F. *Mekhanika uprugoplasticheskikh sred i nestandartnyy analiz* [Mechanics of Elastic-Plastic Media and Non-Standard Analysis]. Novosibirsk, NSU Publ., 2000. 426 p. (In Russ.)
10. Fikhtengol'ts G.M. *Kurs differentsial'nogo i integral'nogo ischisleniya. v 3 t.* [The Course of Differential and Integral Calculus. In 3 Vol.]. Moscow, Nauka Publ., 1969. 421 p. (In Russ.)
11. Bedenig D. Ein theoretisches Model zur Beschreibung des Kugelhaufen-FlieBverhaltens im Core eines Kugelhaufen-Reaktors. *Nuclear Engineering and Design*, 1967, vol. 6, iss. 5, pp. 479–488.

12. de Josselin de Jong G. The Double Sliding, Free Rotating Model for Granular Assemblies. *Geotechnique*, 1971, vol. 21, iss. 2, pp. 155–163.
13. Drucker D.C., Prager W. Soil Mechanics and Plastic Analysis or Limit Design. *Quarterly of Applied Mathematics*, 1952, vol. 10, iss. 2, pp. 157–165.
14. Goodman M.A., Cowin S.C. A Continuum Theory for Granular Materials. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1972, vol. 44, iss. 4, pp. 249–266.
15. Hill R. *The Mathematical Theory of Plasticity*. Oxford, Clarendon Press, 1956. 355 p.
16. Lilly D.K. On the Computational Stability of Numerical Solutions of Time-Dependent Non-Linear Geophysical Fluid Dynamics Problems. *Monthly Weather Review*, 1965, vol. 93, no. 1, pp. 11–26.

Received on September 24, 2017
