УДК 621.039.546:621.039.52.034.3

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ЗАСЫПКИ ШАРОВЫХ ТВЭЛОВ КАК КВАЗИНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЕ

В.В. Лозовецкий, Ф.В. Пелевин, А.В. Пономарев

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005, 2-ая Бауманская ул., 5, г. Москва, Россия, E-mail: pelfv@rambler.ru

Засыпка шаровых элементов рассматривается как некая квазиньютоновская жидкость с кажущейся вязкостью. Получены уравнения, описывающие ее движение, и граничные условия, учитывающие проскальзывание частиц сыпучей среды на стенках бункера осесимметричной геометрии. Расчетные данные, полученные с использование алгоритма, описывающего предложенную модель, удовлетворительно совпадают с экспериментальными.

Проведенные нами экспериментальные исследования движения засыпки шаровых элементов показали, что в расчетном плане интерес представляет модель, предложенная В.Н. Крымасовым [1], которая физически адекватно отражает процессы при движении сыпучей среды. Подтверждением этому являются результаты расчетов с использованием математического аппарата этой модели и экспериментов, представленные на рис. 1 в виде предельных линий скольжения для двух значений коэффициентов внутреннего трения $f_+ = 0{,}268$ и $f_+ = 0{,}364$.

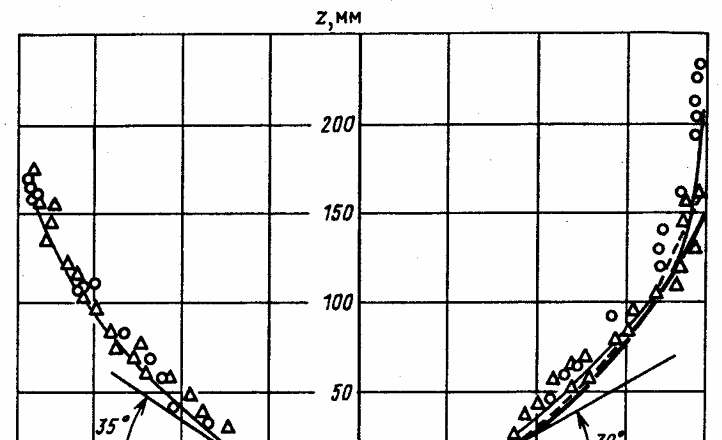

Рис. 1. Граница между подвижной и неподвижной зоной в сыпучей среде (шаровой засыпке)
O, Δ − эксперимент: $d_+ = 10{,}2$ мм, $f_+ = 0{,}364$; расчет по модели [1]: $f_+ = 0{,}268$ (———), $f_+ = 0{,}364$ (— — —)

Из сравнения следует, что расчетная линия скольжения для $f_+ = 0{,}364$ хорошо совпадает с результатами наших экспериментов, полученными на модели с плоским дном и полированными стальными шарами диаметром d_+ = 10,2 мм, имеющими коэффициент внутреннего трения, равный f_+ = 0,364.

Экспериментальные исследования [10, 11], проведенные в бункерах осесимметричной формы с коническим днищем, свидетельствуют о том, что движение в них засыпки, состоящей из шаровых элементов, при соотношении диаметров бункера и шаров $D/d \geq 40$, аналогично движению сплошной среды в ламинарном режиме. Вследствие этого сыпучая среда, в частности засыпка шаровых элементов, может рассматриваться как некая квазиньютоновская жидкость, для описания движения которой может быть использована следующая полная система уравнений в естественной системе координат (рис. 2) в общепринятых обозначениях [1, 3, 4, 12]:

$$\rho_+ \frac{d\boldsymbol{W}}{dt} = - \nabla\Pi + \mathrm{div}\boldsymbol{\sigma};$$

$$\frac{\partial \rho_+}{\partial t} + div \rho_+ \boldsymbol{W} = 0; \quad \rho_+ = (1-\varepsilon)\rho; \tag{1}$$

$$-\nabla\Pi = \rho_+ \frac{g_+}{\cos\delta_+}\left(\cos\gamma\, \boldsymbol{e}_1 + \sin\gamma\, \boldsymbol{e}_2\right) = -\nabla P + \rho\Omega W \boldsymbol{e}_2;$$

$$\nabla P = -\rho g_+ \frac{1}{\cos\delta_+}\left(\cos\gamma \boldsymbol{e}_1 - \sin\gamma \boldsymbol{e}_2\right); \ \Omega W = 2 g_+ \frac{\sin\gamma}{\cos\delta_+};$$

$$\gamma = \theta + \delta_+; \quad \theta = \mathrm{arctg}(\mathbf{z}, \boldsymbol{W}); \quad \nabla P = a_+^2 \nabla\rho.$$

где: ось z совпадает с направлением вектора силы тяжести.

Уравнение движения в (1) получено из условия динамического равновесия, согласно Ньютону, для элемента сыпучей среды вдоль произвольной линии тока. Под элементом сыпучей среды понимается некоторый ее объем, число эквивалентных сферических частиц в котором настолько велико, что позволяет использовать дифференциальный аппарат математики для среднеинтегральных (статистических) характеристик этого объема.

Угол внутреннего трения в (1) определяется через коэффициент внутреннего трения:

$$f_+ = \mathrm{tg}\delta_+; \quad \delta_+ = \mathrm{arctg} f_+,$$

который из феноменологических соображений определяется как:

$$f_+ = \frac{6}{4}(1-\varepsilon)\sqrt{\frac{1}{2(1+\nu)}}\frac{1}{f_\mathrm{N}},$$

где f_N − некоторая опытная величина, характеризующая число контактов между частицами в элементарном объеме сыпучей среды [1].

Из анализа уравнения движения в (1), при выбранных в качестве эталонных геометрических и кинематических параметров, представленных на рис. 2, и критериях подобия [1] следует, что при:

$$\frac{\mathrm{Fr}}{\mathrm{Re}} = 2\frac{f_+}{\dfrac{\pi}{2} - \delta_+}\frac{d}{d_+}N_{\text{к}} = 1$$

устанавливается вязкопластический режим течения. Критерии Фруда и Рейнольдса с учетом обозначений, принятых на рис. 2, определяются следующим образом:

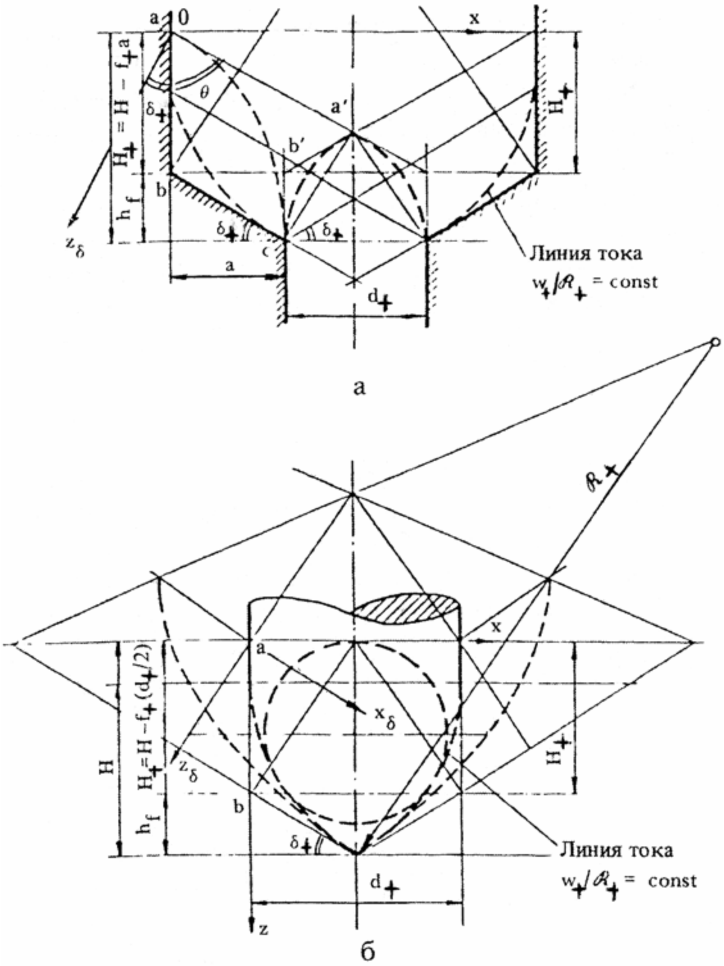

Рис.2. Соотношение для оптимальных линий тока:
а − течение сыпучей среды в бункере; б − схема внедрения стержня в сыпучую среду.

$$\mathrm{Fr} = \frac{\rho_+ W_{\text{Н}}^2}{\rho_+ g_+ \dfrac{d_+}{2}} = \frac{2}{\dfrac{\pi}{2} - \delta_+}; \qquad \mathrm{Re} = \frac{\rho_+ W_{\text{Н}}^2 \dfrac{d_+}{2}}{\mu_+} = \frac{1}{f_+}\frac{d_+}{d}\frac{1}{N_{\text{к}}},$$

где $N_к$ – число контактов шарового элемента; $\mu_+ = \frac{1}{2} f_+ \rho_+ g_+ d N_к \sqrt{\frac{2H_c}{g}}$ – коэффициент кажущейся вязкости сыпучей среды определяется представленной феноменологической зависимостью [1].

При $\frac{d_+}{d} < 1$ наступает вязкоупругий режим движения (сыпучая среда утрамбовывается, и ее частицы претерпевают упругие деформации); при $\frac{d_+}{d} >> 1$, $\frac{\mathrm{Fr}}{\mathrm{Re}} << 1$ устанавливается пластический режим течения (аналогично течению песка в песочных часах).

При стационарном пластическом режиме течения уравнение движения (1) может быть представлено в виде двух уравнений:

$$\rho_+ \frac{d\boldsymbol{W}}{dt} = -\nabla \Pi; \qquad div\sigma = 0; \qquad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{W}\nabla \right) \tag{2}$$

или

$$\frac{\partial \boldsymbol{W}}{\partial t} + \nabla \frac{W^2}{2} = -\frac{1}{\rho_+}\nabla \Pi - W\Omega e_2; \quad \Omega = -2\frac{W}{R_+} \;;$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{W}}{\partial t} + \nabla \frac{W^2}{2} = -\frac{1}{\rho_+}\nabla P; \quad \left(\nabla P = \nabla \Pi + \rho_+ W \Omega \boldsymbol{e}_2\right) \tag{3}$$

Из анализа уравнений (2) и (3) следует, что для стационарного режима движения в области пластичности линиями тока (рис. 2) являются линии наискорейшего спуска (W/R_+ = const), начало и конец которых привязан к линиям скольжения. Вдоль линии тока справедливы соотношения, которые представлены в [1].

Скорость истечения сыпучей среды из отверстия диаметром d_+ определяется располагаемым напором (формулой песочных часов):

$$W_+ = \sqrt{2g_+ H} = \sqrt{2g_+ H_+ \left(\frac{1}{\cos^2 \delta_+} - f_+^2 \right)}. \tag{4}$$

Под величиной g_+ понимается приведенное ускорение силы тяжести, которое учитывает все силовые воздействия на движущий элемент сыпучей среды [1].

Координаты линии тока (рис. 2) определяются следующими выражениями:

$$\frac{z}{H_+} = \left[\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) f_+ + \frac{\cos\varphi \cos(\varphi - \delta_+)}{\cos\delta_+}\right];$$

$$\frac{x}{H_+} = \left[\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) - \frac{\cos\varphi \sin(\varphi - \delta_+)}{\cos\delta_+}\right]. \quad (5)$$

Профили линии тока называются шлемовидными, напоминающими профиль шлема древнерусского воина (рис. 3) [1], и хорошо совпадают с предельными линиями скольжения, полученными экспериментально и представленными на рис. 1 [12].

Рис.3. Шлемовидный профиль

Под давлением P понимается, согласно [4], его связь, приведенная в системе уравнений (1), с помощью которой уравнение движения (2) для стационарного режима преобразуется к виду:

$$\nabla\frac{W^2}{2} = g_+ \frac{1}{\cos\delta_+}\left(\cos\gamma \boldsymbol{e}_1 - \sin\gamma \boldsymbol{e}_2\right) = -\frac{\nabla P}{\rho_+}. \quad (6)$$

Для случая установившегося осесимметричного движения сыпучей среды, введя новые переменные: функцию тока ψ и вихревую функцию ω (в цилиндрических координатах z, r), используем следующее выражение [14]:

$$\rho_+ r^2\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\omega}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\omega}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)\right] = \frac{\partial}{\partial z}\left[r^3\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_+\omega}{r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial r}\left[r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\mu_+\omega}{r}\right)\right]. \quad (7)$$

В качестве второго уравнения для нахождения неизвестных функций тока и вихревой функции может быть использована следующая зависимость, связывающая их:

$$\omega = -\frac{1}{r}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right). \quad (8)$$

Уравнения (7) и (8) 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 связных 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 сыпучей среды, что учитывается коэффициентом внешнего трения $f\_$, скорость проскальзывания этих элементов на вертикальных и наклонных стенках конического бункера может изменяться от нуля до какого-либо конечного значения. Наличие проскальзывания на стенке не приводит к изменению вида уравнения движения, которое может быть использовано и для этого специфичного случая движения среды.

На твердой границе (вертикальной и наклонной стенках) значение вихревой функции при решении системы уравнений (7) и (8) задавалось двумя способами.

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

$$\omega_{\mathrm{N}} = -\frac{3\left(\psi_{\mathrm{ij}} - \psi_{\mathrm{N}}\right)}{r_{\mathrm{N}} \Delta n^{2}} - \frac{1}{2} \frac{r_{\mathrm{ij}}}{r_{\mathrm{N}}} \omega_{\mathrm{ij}} - \frac{3 W_{\mathrm{N}}^{+}}{\Delta n},$$

где W_{N}^{+} − скорость проскальзывания на стенке, отнесенная к средней скорости; ψ_{N}, ω_{N} – значения функции тока и вихревой функции в точке N на стенке бункера; ψ_{ij}, ω_{ij} – значения функции тока и вихревой функции в узле ij в потоке сыпучей среды; r_{N} – расстояние от оси бункера до точки N на стенке (рис. 4).

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 следующий вид [14]:

$$W_{\mathrm{N}}^{+} = W_{\mathrm{N}}^{+}\Big|_{\mathrm{z}_{+}=1} \frac{\left(d_{+}/D\right)^{1-\mathrm{z}_{+}} \left(d/D\right)^{0,02\left(1-\mathrm{z}_{+}\right)}}{r_{+}^{3}},$$

где $W_{\mathrm{N}}^{+}|_{\mathrm{z}_{+}=1}$ − относительная скорость проскальзывания элементов сыпучей среды на стенке в сечении, соответствующем свободной поверхности сыпучей среды (при относительной высоте

$z_+ = 1$); D, d_+, d – соответственно диаметры цилиндрической части бункера, разгрузочного отверстия и шарового элемента; r_+ − относительный радиус.

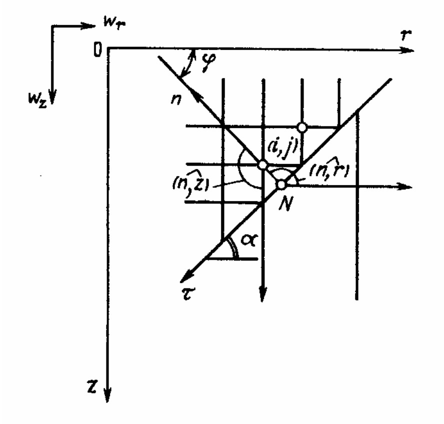

Рис. 4. К определению вихревой функции на наклонной стенке

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 α = 30; 45; 60°, при движении стальных шаров диаметром d = 7,2·10^{-3}м и 10,2·10^{-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. 5), соответствующее физико-механическим свойствам шаровой засыпки, которое может быть описано следующей эмпирической зависимостью:

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

где $W_{\max}^+$ − относительная максимальная скорость, отнесенная средней скорости; $A(f_+)$ = $f_+^{k r_+}$; k = 0,1 – эмпирический коэффициент; $r_+ = \dfrac{2r}{D}$ − текущее значение относительного радиуса.

На выходной границе предполагалось $\partial\psi/\partial r = \partial\omega/\partial r = 0$. При численных расчетах использовались коэффициент кажущейся вязкости сыпучей среды (коэффициент внутреннего) и коэффициент внешнего трения, которые определялись по рекомендациям [12].

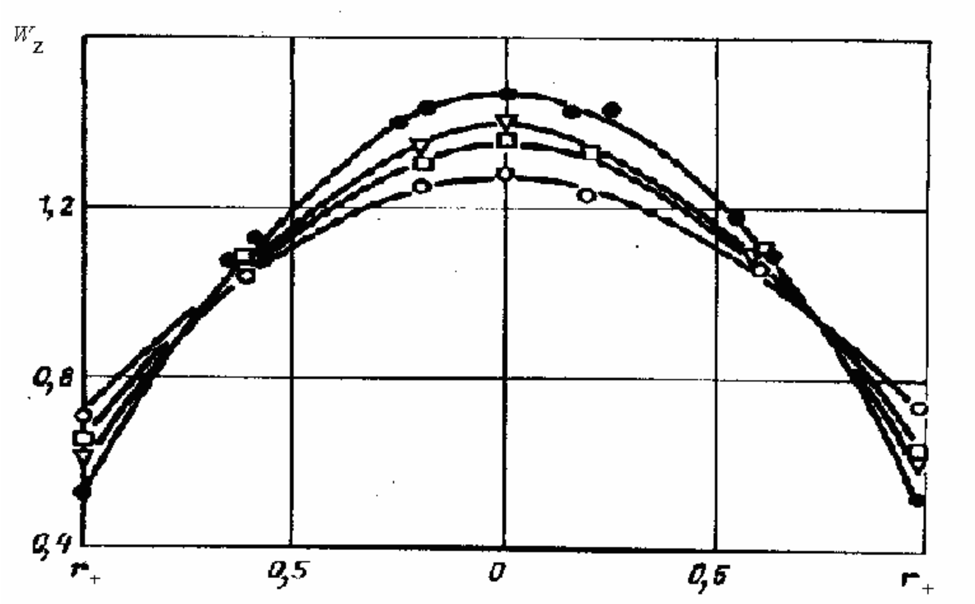

Рис. 5. Профили скорости шаровых элементов в сечении на высоте $z = D$ от разгрузочного отверстия: О − $f_- = 0{,}218$, $f_+ = 0{,}36$; □ − $f_- = 0{,}268$, $f_+ = 0{,}68$; ∇ − $f_- = 0{,}3$, $f_+ = 0{,}36$; ● − $f_- = 0{,}36$, $f_+ = 0{,}68$

Результаты расчетов с использованием указанных граничных условий сопоставляются на рис. 6 с результатами экспериментов, полученных в бункере с одним центральным разгрузочным отверстием (○ – эксперимент, ● – расчет по модели потенциального течения, □ − расчет с учетом кажущейся вязкости, $z_+ = z/D$ — относительная высота). Расчетные и экспериментальные профили скорости и линии тока удовлетворительно совпадают между собой в большей части объема бункера. При приближении к разгрузочному отверстию ($z_+ \le 0{,}05$) экспериментальные данные могут существенно отличаться от результатов расчетов, т.к. в этой области проявляется дискретность сыпучей 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.

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

$$\left(\frac{\partial W_{\mathrm{r}}}{\partial r}-\frac{\partial W_{\mathrm{z}}}{\partial z}\right)\sin 2\gamma-\left(\frac{\partial W_{\mathrm{z}}}{\partial z}\right)\cos 2\gamma=0, \qquad (11)$$

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

где W_{r}, W_{z} – проекции абсолютной скорости; γ - угол наклона алгебраически большего главного напряжения к оси r, который согласно [8] $\gamma=\frac{\pi}{4}+\frac{\delta_{+}}{2}$.

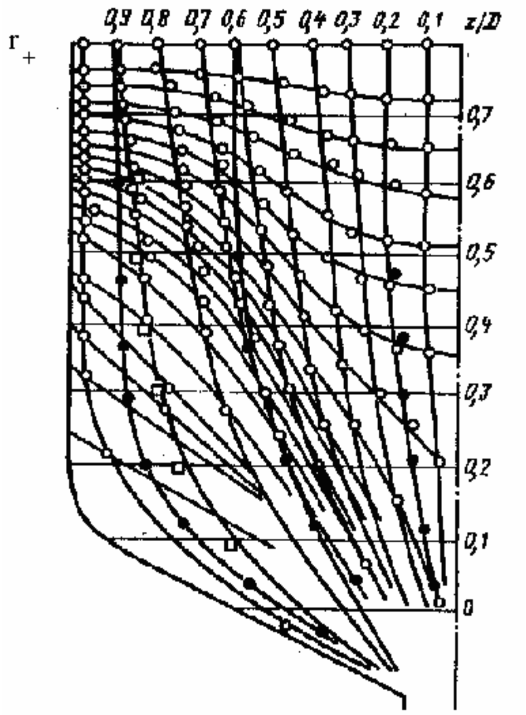

Рис.6. Сравнение экспериментальных и расчетных данных, полученных в модели осесимметричного бункера: ○ – эксперимент, ● – расчет по модели потенциального течения, □ − расчет с учетом кажущейся вязкости

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

$$tg\delta_{-}=\frac{2W_{\mathrm{z}}/\partial z\big|_{\mathrm{N}}}{\partial W_{\mathrm{r}}/\partial z\big|_{\mathrm{N}}+\partial W_{\mathrm{z}}/\partial r\big|_{\mathrm{N}}},$$

из которого следует зависимость для вихревой функции на стенке бункера:

$$\omega_{\mathrm{N}}=\frac{2/r\partial^{2}\psi/\partial r\partial z}{tg\delta_{-}}-2\left(\frac{1}{r}\frac{\partial^{2}\psi}{\partial r^{2}}-\frac{1}{r^{2}}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right),$$

где: δ_{-} − угол внешнего трения.

Остальные граничные условия аналогичны граничным условиям, рассмотренным выше. Результаты расчетов с использованием универсального граничного условия для вихревой функции сопоставляются на рис. 7 с экспериментальными данными, полученными в бункере с центральным разгрузочным отверстием (○ – эксперимент; –– − расчет с использованием универсальных граничных условий).

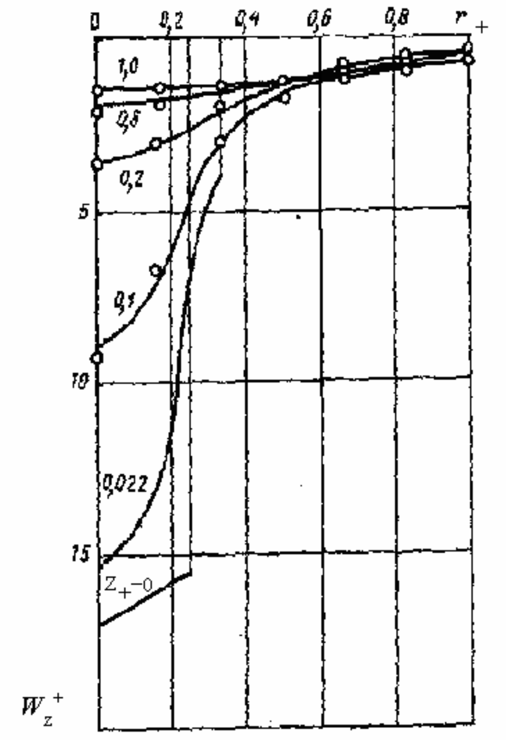

Рис. 7. Изменение профиля относительной скорости W_z^+ шаровых элементов по высоте модели с соотношением размеров D/d = 40; D/d_+ = 4; d = 10,2 мм; f_+ = 0,36; f_- = 0,3: ○ – эксперимент; –– − расчет с использованием универсальных граничных условий

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 сыпучих сред.

СПИСОК ПРИНЯТЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

$A(f_+) = f_+^{\mathrm{k}r_+}$; k = 0,1 – эмпирический коэффициент; D, d_+, d – соответственно диаметры цилиндрической части бункера, разгрузочного отверстия и шарового элемента; $\boldsymbol{e}_1$, $\boldsymbol{e}_2$ − координатные орты в меридиональной плоскости соответственно параллельно и перпендикулярно вектору абсолютной скорости $\boldsymbol{W}$; $f\_$ − коэффициент внешнего трения; f_+ − коэффициент внутреннего трения; $\boldsymbol{F}$ − массовые силы, имеющие потенциал П; g − ускорение свободного падения; p − давление; r − текущее значение радиуса бункера; r_{N} – расстояние от оси бункера до точки N на стенке; $r_+ = \frac{2r}{D}$ − текущее значение относительного радиуса; t − время; $\boldsymbol{W}$ − вектор абсолютной скорости сыпучей среды; W_r − проекция абсолютной скорости на ось r; W_z − проекция абсолютной скорости на ось z; W_N − скорость проскальзывания на стенке; W_{zo} – текущее значение проекции абсолютной скорости на ось z при скорости проскальзывания $W_N = 0$; W_N^+ − скорость проскальзывания на стенке, отнесенная к средней скорости; W_z^+ − относительная скорость движения сыпучей среды в направлении оси бункера; $W_N^+|_{z_+=1}$ − относительная скорость проскальзывания элементов сыпучей среды на стенке в сечении, соответствующем свободной поверхности (при относительной высоте $z_+ = 1$); W_{max}^+ – относительная максимальная скорость, отнесенная к средней скорости; $z_+ = \frac{z}{D}$ − относительная высота; δ_+ − угол внутреннего трения шаровой засыпки; δ_- − угол внешнего трения; ε −пористость; $\gamma = \frac{\pi}{4} + \frac{\delta_+}{2}$ − угол наклона алгебраически большего главного напряжения к оси r; $\boldsymbol{\eta}$ − тензор скоростей деформации; μ_+ − кажущаяся вязкость сыпучей среды; θ – угол между направлением абсолютной скорости сыпучей среды $\boldsymbol{W}$ и ускорением свободного падения g; ρ_+ − кажущаяся плотность сыпучей среды; ρ − плотность материала частиц сыпучей среды; $\boldsymbol{\sigma}$ − тензор напряжений; ψ − функция тока; ω − вихревая функция; τ_{rz}, τ_{zz} – касательные напряжения в соответствующих плоскостях; τ_{rzo}, τ_{zzo} – касательные напряжения в соответствующих плоскостях при скорости проскальзывания $W_N = 0$; ν − коэффициент Пуассона; ψ_N, ω_N – значения функции тока и вихревой функции в точке N на стенке бункера; ψ_{ij}, ω_{ij} – значения функции тока и вихревой функции в узле ij в потоке сыпучей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крымасов В.Н. Сыпучая среда как модель неньютоновской жидкости. – В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомн. – водородн. энерг. И технол. М., 1980, вып. 2. с . 138-141.

2. Дженике Э.В. и др. Нагрузка на бункеры. Часть 2. Основные понятния // 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. // ПММ, 1971. Т. 35. № 6. С. 411-420.

4. Гениев Г.А. Вопросы динамики сыпучей среды // М.: Госстройиздат, 1958. 178 с.

5. Josseling de Iong G. The daible sliding free rotating model for granular assemblies. // Geotechnique. 1971. v. 21. P. 155-163.

6. Hill R. The mathematical theory of plasticity clarenden. Oxford. 1956. 347 p.

7. Goodman M.A., Cowin S. L. A continuum theory for granular materials. // Arch., Rat. Mech. Anal., 1972. vol. 44. P. 249-260.

8. Druker D., Prager W.. Soil mechanles and plastic analysis or limit design. // Quart. Appl., Math. 1952. vol. 10. P. 157-165.

9. Bedenig D., Theoretisches Model zur Beschreibung des Kugelhaufenflieβverhaltens im Core eines Kugelhaufenreaktors. // Nucl., Engng. And Desing. 1967. № 6. P. 479-488.

10. Лозовецкий В.В., Крымасов В.Н. Гидромеханические и тепловые процессы в ядерных реакторах с микротвэльным топливом. // М.: ВИНИТИ РАН. 2003. 326 с.

11. Bedenig D. Untersuchungen zum Strömungsverhalten eines Kugehaufens im Core eines Kugehaufenreaktors. − Dissertation Technische Hochschule. Wien. EUROATOM. 1966. № 3284d. 171 s.

12. Крымасов В.Н., Лозовецкий В.В., Мордвинцев В.М. Расчет движения шаровых твэлов в активной зоне ВТГР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. атом.-водородн. энергет. и технол. М.:1990. Вып. 2. С. 44-46.

13. Jilly D.K. On the computatical stability of numerical solution of time-dependent nonlinear geophysical fluid dynamics problems. // U.S. Weather Bureau Monthly Weather Review. 1965. P. 93.

14. Александров А.Е., Крымасов В.Н., Лозовецкий В.В., Шишова А.Д. Расчетно-экспериментальные исследования движения шаровых твэлов в активной зоне ВТГР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. атом.-водородн. энергет. и технол. М.:1988. Вып. 3. С. 68-70.