

УДК 622.831.3:622.33

О СОВЕРШЕНСТВОВАНИИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВЫПУСКА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Ю.Е. Прошунин

Новокузнецкий филиал Томского политехнического университета
E-mail: nftpu@inbox.ru

На основе изучения предыстории формирования полей напряжений и плотностей в неподвижном слое связанного сжимаемого сыпучего материала, образования вторичного поля напряжений, возникающего в слое вещества при внешнем воздействии, и определения условий разрушения массива предложено математическое описание выпуска сыпучих материалов.

В соответствии с современными представлениями о процессе, выпуск сыпучего материала (СМ) происходит в виде стохастических сдвигов блоков вещества произвольной, постоянно изменяющейся формы с пониженной концентрацией вещества на границах между ними [1–3]. Формирующиеся при периодическом образовании и обрушении блоковых структур своды могут принимать любые очертания, однако, среднестатистическая их форма должна быть достаточно гладкой. Упрощенно процесс может быть представлен в виде системы периодически возникающих и разрушающихся сводов, расположенных во всем объеме материала. При этом обрушение нижележащих сводов предшествует обрушению вышележащих, и, таким образом, параметры процесса выпуска СМ определяются, в основном, условиями образования свода над выпускным отверстием [1–5]. В связи с рассмотренным механизмом процесса истечения представляется физически обоснованным предположение о том, что движение вещества в конической части зоны выпуска происходит под действием поля напряжений, возникающего вследствие открывания выпускного отверстия [2, 3, 6, 7].

Предметом данного исследования является гидравлическая или массовая (в зарубежной терминологии «*mass flow*») форма истечения сыпучего материала. Такая форма характерна для хорошо сыпучего вещества (как правило, имеющего низкую влажность и малое содержание тонких фракций), и при ее наличии область неподвижного материала имеет место только в нижней части емкости (зоны СЕМ и NFD на рис. 1). В соответствии с предложенной расчетной схемой принято, что в верхней цилиндрической области ABCD скорость и объемная плотность материала остаются постоянными и претерпевают изменения лишь в конической части CMND зоны выпуска. Справедливость такого предположения подтверждена многочисленными экспериментальными данными различных авторов.

Для замыкания системы уравнений движения и неразрывности установившегося осесимметричного выпуска сжимаемого СМ в сферических координатах компоненты тензора напряжений представлены в соответствии с гипотезой П.И. Лукьянова [2] о перераспределении напряжений в слое СМ при открывании выпускного отверстия, широко используемой в настоящее время различными авторами. В настоящей работе использовано выраже-

ние (1) [7], описывающее действие сил на слой вещества, имеющий форму пространственного конуса, частным случаем которого и является соотношение Буссинеска-Фрелиха [2]:

$$\nabla \sigma_r = \frac{v q \cos^{v-2} \theta}{2(1 - \cos^v \beta)}. \quad (1)$$

Здесь Δ_k – радиальное напряжение в массиве материала; v – коэффициент распределительной способности; q – вертикальное напряжение, действующее на уровне плоскости выпускного отверстия; β – угол наклона стенок емкости к вертикали.

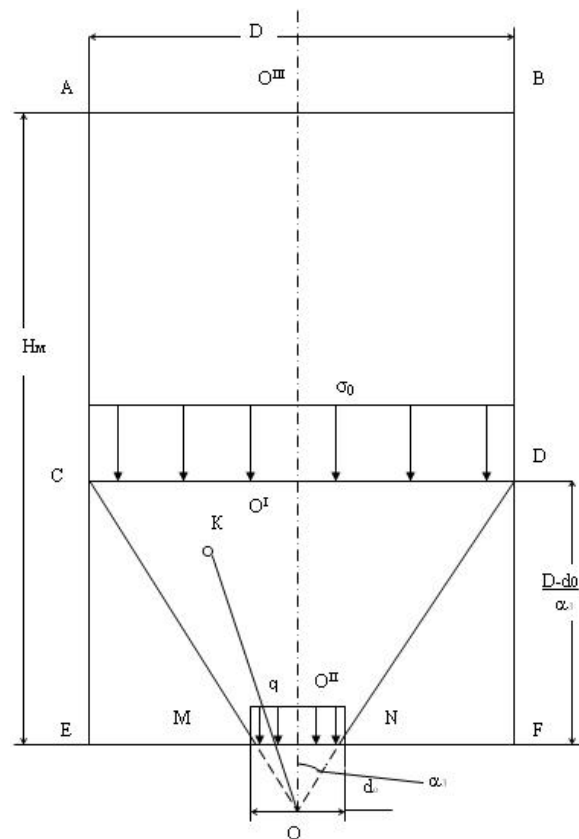


Рис. 1. Схема к расчету полей напряжений и скоростей движущегося слоя СМ

Учитывая результаты многочисленных исследований, как теоретических, так и экспериментальных, показавших, что перемещение сыпучего материала вблизи выпускного отверстия по форме весьма близко к радиальному [2–4, 6], систему можно

значительно упростить. Вдоль линий с постоянным значением угла θ для случая радиального движения получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} V_r \frac{dV_r}{dr} = -\frac{v d_0^2 q \cos^{v-2} \theta}{4 f \rho r^3 (1 - \cos^v \beta)} \\ V_r \frac{d\rho}{dr} + \rho \left(\frac{2V_r}{r} + \frac{dV_r}{dr} \right) = 0 \end{cases},$$

где f – коэффициент внутреннего трения сыпучей среды.

С учетом условия равномерного движения несжимаемого сыпучего материала до границы конической зоны выпуска $V_r = V_0$ и $\rho = \rho_0$ при $r = D_0 / (2 \operatorname{tg} \alpha_3 \cos \theta)$ значения искомых функций примут следующий вид:

$$\begin{aligned} V_r &= V_0 - \frac{v d_0^2 q \cos^v \theta \operatorname{tg}^2 \alpha_3}{f \rho_0 V_0 D^2 (1 - \cos^v \beta)} \ln(2r \cos \theta \operatorname{tg} \alpha_3 / D); \\ \rho &= \rho_0 V_0 / V_r (D / d_0 \cos \theta \operatorname{tg} \alpha_3). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь α_3 – угол, определяющий зону ускоренного движения СМ; d_0 – диаметр выпускного отверстия; D – диаметр массива.

Анализ полученных выражений (2) показывает, что по мере приближения к выпускному отверстию скорость движения частиц монотонно возрастает, а величина объемной плотности имеет минимум при $r = D / (2 \exp \theta \operatorname{tg} \alpha_3) \exp [f \rho_0 V_0^2 D^2 / (v d_0^2 q \cos^{v-2} \theta \operatorname{tg}^2 \alpha_3) - 1/2]$. Скорость перемещения СМ вблизи оси симметрии выше, а объемной плотности несколько ниже, чем в периферийной области. Это обстоятельство, а также возрастание объемной плотности сыпучего материала по мере приближения к поверхности свода, образующегося над плоскостью выпускного отверстия, соответствует современным представлениям о процессе истечения сыпучего материала из емкости [2–4, 6, 7] и экспериментальным данным [2, 3, 7, 8]. Возрастание плотности материала по мере приближения к поверхности свода может быть объяснено стеснением потока в условиях радиального движения.

Для получения численных значений V_0 рассмотрим [7] напряженное состояние вещества в точке O'' (рис. 1). При открывании выпускного отверстия его слой пластически деформируется и сыпучий материал приходит в движение. При этом, по нашему мнению, значения объемной плотности, скорости перемещения частиц и вертикального напряжения изменяются соответственно от ρ_0 , 0 и q для неподвижного слоя до ρ , V и 0 для установившегося движения.

Отсюда, массовый расход материала можно в окончательном виде представить следующим образом [7]:

$$Q = \frac{\pi D d_0^2}{2} \left[\frac{v q \rho_0}{f (d_0^2 - D^2) (1 - \cos^v \beta)} \times \frac{1 - \cos \alpha_3}{1 + \cos \alpha_3} \ln(d_0 / D) \right]^{0.5}. \quad (3)$$

Для практического использования соотношения (3) необходимо оценить величину напряжений q на уровне выпускного отверстия при образовании сводовой структуры и прекращении процесса истечения. Изучение неподвижного слоя сыпучего материала в состоянии упругого равновесия представляет собой весьма сложную проблему. Прямая постановка задачи теории упругости, предполагающая определение компонент перемещений, деформаций и напряжений, как функций координат, в механике сыпучих сред, как правило, заменяется более простой, в которой деформации исключаются из рассмотрения, а дополнительно к уравнениям равновесия вводится экспериментально обоснованное [2, 3, 9, 10] требование наличия в каждой точке рассматриваемой области предельного напряженного состояния, то есть выполнение критерия Кулона-Мора.

Статически определяемая система при этом значительно упрощается. Для плоской задачи она имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} = \rho g, \\ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2 = \sin^2 \phi (\sigma_x + \sigma_y + 2H)^2, \end{cases} \quad (4)$$

Здесь σ_x , σ_y , τ_{xy} – компоненты напряжений в декартовой системе координат; H – временное сопротивление растяжению; ϕ – угол внутреннего трения.

Практически все используемые в настоящее время методы расчета распределения напряжений в неподвижном слое сыпучей среды являются в той или иной степени упрощениями системы дифференциальных уравнений предельного напряженного состояния (4). Для анализа предельных состояний неподвижного слоя – активного и пассивного, целесообразно использовать математически строгий метод решения системы (4), детально разработанный для задач механики грунтов В.В. Соколовским [10]. Им сформулированы основные краевые задачи, выполнена постановка граничных условий, разработано понятие об особых точках, в которых локализуются условия разрушения и предложены эффективные методы численного интегрирования для самых разнообразных задач механики грунтов. Однако, при применении указанного метода к расчету поля напряжений в реальных связных материалах, размещенных в емкостях, возникают определенные сложности. В частности, в массиве вещества, обладающего некоторым значением начального сопротивления сдвигу, кроме областей, где СМ находится в предельно-напряженном состоянии, существуют неопредельные зоны, размеры и характер распределения напряжений в которых до конца не ясны. Сам метод не учитывает сжимаемости материала и влияния на формирование слоя жесткого основания.

В настоящей работе определены граничные условия на поверхности СМ и предложен метод расчета параметров неопредельной области (размеров, формы и распределения напряжений) для связной несжимаемой и сжимаемой сыпучих сред при наличии трения с ограждающими поверхностями. Для описания сжимаемости угольных концентратов различной влажности применяется выражение $\rho g = A\sigma_y^2 + B\sigma_y + M$, справедливость которого показана в [11, 12].

Учет сил трения по стенкам выполним на основе анализа условий в особой точке P (рис. 2). При этом значение угла φ (между направлением σ_1 и осью x) изменяется от $\varphi_1 = \pi/2$ (для случая нагрузки) или $\varphi_1 = 0$ (для случая пассивного напряженного состояния) до значения φ_w , зависящего от вида напряженного состояния и угла отклонения приведенного напряжения по стенке бункера. Угол отклонения полагаем равным углу внешнего трения, то есть касательные напряжения по стенке бункера полагаем полностью развитыми. Эта гипотеза принята во многих попытках улучшения формулы Ян-сена [3, 13, 14], а также подтверждена экспериментально [3, 13]. Значение угла φ , как показано в работе [10], для случая активного напряженного состояния в емкости по левой и правой стенкам равно соответственно $\varphi_w = \beta - 1/2[\arcsin(\sin\phi_w/\sin\phi) - \phi_w]$ и $\varphi_w = \beta + 1/2[\arcsin(\sin\phi_w/\sin\phi) - \phi_w]$. Здесь β – угол наклона стенки к оси OX , ϕ_w – угол внешнего трения.

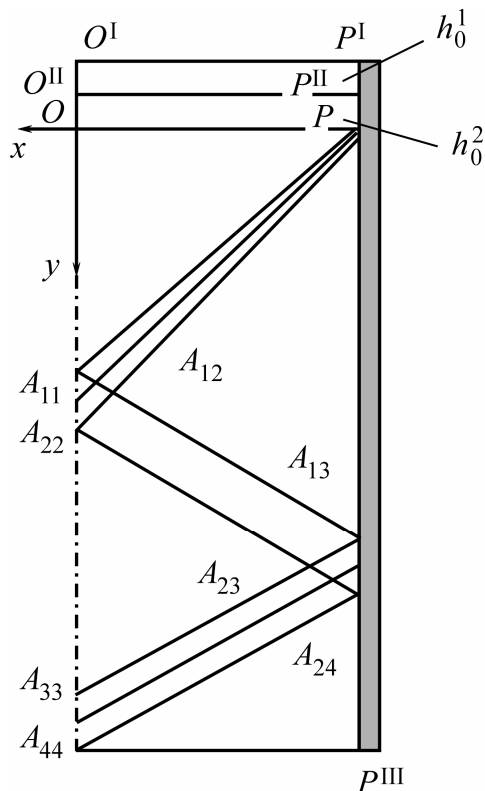


Рис. 2. Расположение основных линий скольжения в плоском симметричном бункере, заполненном СМ с горизонтальной верхней поверхностью

Величина s вдоль отрезка $P^I P^{II}$ для случая активного напряженного состояния определяется в соответствии с выражением [10]:

$$\sigma = \frac{\sigma_y + H}{1 + \sin\phi} \exp[(\pi - 2\varphi_w) \operatorname{tg}\phi]. \quad (5)$$

Это значение меньше величины σ в точке P при $\varphi_1 = \pi/2$, что приводит при определении компонентов напряжений к получению отрицательных значений. Отсюда следует, что определение граничных условий, а также параметров неопредельного слоя должно производиться с учетом выражения (5).

Из условия $\sigma_x = 0$ и выражения (5) получим приведенное напряжение на границе двух зон (активный случай):

$$\sigma_y + H = H \frac{1 + \sin\phi}{1 + \sin\phi \cos 2\varphi_w} \exp[(2\varphi_w - \pi) \operatorname{tg}\phi].$$

Высоту неопредельной области (h_0) $O^I P^I P^O$ (рис. 2) определим из условия непрерывности вертикальных напряжений ($\sigma_y = \rho g h_0$) для несжимаемого сыпучего материала в точке P [15, 16]:

$$h_0 = \frac{H}{\rho g} \left\{ \frac{1 + \sin\phi}{1 + \sin\phi \cos 2\varphi_w} \exp[(2\varphi_w - \pi) \operatorname{tg}\phi] - 1 \right\}. \quad (6)$$

Для сжимаемого материала высоту неопредельной зоны $O^I P^I P^O$ находим из выражения:

$$h_0 = \frac{6\sigma_y}{2A\sigma_y^2 + 3B\sigma_y + 6M}, \text{ где}$$

$$\sigma_y = H \left\{ \frac{1 + \sin\phi}{1 + \sin\phi \cos 2\varphi_w} \exp[(2\varphi_w - \pi) \operatorname{tg}\phi] - 1 \right\}. \quad (7)$$

Из условия непрерывности компоненты и выражения $\sigma_y = \rho g h_0^1$ для несжимаемой сыпучей среды, получим значение высоты неопредельной области при отсутствии трения с ограждающими стенками (рис. 2) $O^I P^I P^{II} O^{II}$ [15, 16]:

$$h_0^1 = \frac{2H \sin\phi}{\rho g (1 - \sin\phi)}. \quad (8)$$

Для сжимаемого материала высота этой зоны определится выражением:

$$\begin{aligned} h_0^1 &= \frac{2H \sin\phi}{\rho g_{cp} (1 - \sin\phi)} = \\ &= \frac{2H}{\frac{A}{3} \left(\frac{2H \sin\phi}{1 - \sin\phi} \right)^2 + \frac{B}{2} \left(\frac{2H \sin\phi}{1 - \sin\phi} \right) + M} \frac{\sin\phi}{1 - \sin\phi}. \end{aligned} \quad (9)$$

Распределение вертикальных напряжений для несжимаемого и сжимаемого материалов соответственно в неопредельной зоне $O^I P^I P^O$ (высота зоны рассчитывается по выражениям (6) и (7)) и области $O P A_{11}$ определится следующим образом:

$$\sigma_y = \rho g (h_0 + \gamma)$$

$$\text{и } \sigma_y = \frac{3}{4} \frac{2 - B(h_0 + \gamma)}{A(h_0 + \gamma)} + \left\{ \frac{9}{16} \left[\frac{2 - B(h_0 + \gamma)}{A(h_0 + \gamma)} \right]^2 - \frac{3M}{A} \right\}^{0.5}.$$

Касательные напряжения в неопределяемой зоне $O'P^I PO$ и области OPA_{11} отсутствуют (рис. 2). Горизонтальные напряжения в верхней части $O'P^I P^{II} O^{II}$ (высота зоны рассчитывается по выражениям (8) и (9)) равны нулю, в нижней же $OPP^I O^{II}$ ($h_0^2=h_0=h_0^1$) определение их величины производится по следующей формуле [19]:

$$\sigma_x = \frac{1 - \sin \phi}{1 + \sin \phi} \sigma_y - \frac{2H \sin \phi}{1 + \sin \phi}.$$

Используя полученные результаты, зададим граничные условия вдоль оси OX , расположенной на глубине от поверхности материала [16]. Для случая горизонтальной верхней поверхности заполнителя в области OPA_{11} (рис. 2) сетку линий скольжения образуют два семейства параллельных прямых. Значение угла постоянно: при активном напряженном состоянии $\varphi = \pi/2$, а при пассивном напряженном состоянии $\varphi = 0$. Распределение напряжений в области OPA_{11} определяется для несжимаемого материала при активном напряженном состоянии формулой

$$\sigma = \frac{\sigma_y + H + \rho g y}{1 + \sin \phi}.$$

Соотношение, показывающее распределение напряжений в реальной сжимаемой среде:

$$\sigma = K + \left\{ K^2 - \frac{3[(M - BH/2 + AH^2/3)y + \sigma_y + H]}{Ay(1 + \sin \phi)} \right\}^{0.5},$$

где

$$K = -\frac{3[B(1 + \sin \phi)y/2 - 2AyH(1 + \sin \phi)/3 - (1 + \sin \phi)]}{2Ay(1 + \sin \phi)^2}.$$

В зоне $A_{11}PA_{22}$ одно семейство линий скольжения представляет собой кривые, проходящие через точку P , а второе – логарифмические спирали.

Для вычисления значений x , y , σ и φ в конечном числе узловых точек A_{ij} вдоль линий скольжения по значениям их в соседних узловых точках $A_{i-1,j}$, $A_{i,j-1}$ производные заменяются конечными разностями [10, 16]:

$$x_{i,j} = \frac{y_{i-1,j} - y_{i,j-1} + x_{i,j-1} \operatorname{tg}(\varphi_{i,j-1} + \varepsilon) - x_{i-1,j} \operatorname{tg}(\varphi_{i-1,j} - \varepsilon)}{\operatorname{tg}(\varphi_{i,j-1} + \varepsilon) - \operatorname{tg}(\varphi_{i-1,j} - \varepsilon)},$$

$$y_{i,j} = y_{i-1,j} + (x_{i,j} - x_{i-1,j}) \operatorname{tg}(\varphi_{i-1,j} - \varepsilon),$$

$$\varphi_{i,j} =$$

$$= \frac{\sigma_{i,j-1} - \sigma_{i-1,j} + 2\operatorname{tg}\phi(\sigma_{i,j-1}\varphi_{i,j-1} + \sigma_{i-1,j}\varphi_{i-1,j}) + \rho g(D - C)}{2/\operatorname{tg}\phi/(\sigma_{i,j-1} + \sigma_{i-1,j})},$$

$$\sigma_{i,j} = \rho g C - 2\sigma_{i,j-1}(\varphi_{i,j} - \varphi_{i,j-1}) \operatorname{tg}\phi + \sigma_{i,j-1},$$

где $C = y_{ij} - y_{i-1,j} - \operatorname{tg}\phi(x_{ij} - x_{i-1,j})$, а $D = y_{ij} - y_{i,j-1} + \operatorname{tg}\phi(x_{ij} - x_{i,j-1})$.

Выполняя последовательно вычисления по схеме первой краевой задачи, начиная с известных значений искомых величин на границах, можно найти их величины во всей интересующей области.

В точках касания линиями скольжения стенок аппарата значения σ и y определяется по схеме вто-

рой краевой задачи по известным значениям x и φ для активного напряженного состояния (вдоль оси симметрии $\varphi = \pi/2$, $x = 0$, а вдоль стенки $\varphi_w = \beta + 1/2[\arcsin(\sin\phi_w/\sin\phi) - \phi_w]$, $x = R$). При этом соответствующие выражения выглядят следующим образом:

- вдоль стенки аппарата

$$y_{i,j} = y_{i,j-1} + (x_{i,j} - x_{i,j-1}) \operatorname{tg}(\varphi_{i,j-1} + \varepsilon), \quad (10)$$

$$\sigma_{i,j} = \rho g D - 2\sigma_{i,j-1}(\varphi_{i,j} - \varphi_{i,j-1}) \operatorname{tg}\phi + \sigma_{i,j-1};$$

- вдоль оси симметрии

$$y_{i,j} = y_{i-1,j} + (x_{i,j} - x_{i-1,j}) \operatorname{tg}(\varphi_{i-1,j} - \varepsilon), \quad (11)$$

$$\sigma_{i,j} = \rho g C - 2\sigma_{i-1,j}(\varphi_{i,j} - \varphi_{i-1,j}) \operatorname{tg}\phi + \sigma_{i-1,j}.$$

Предложенный метод обеспечивает непрерывность компонент напряжений во всем массиве заполнителя. При использовании его для расчета плоских конических аппаратов следует граничные условия вдоль оси симметрии оставить без изменения, а вдоль стенки записать $\varphi_w = \beta + 1/2[\arcsin(\sin\phi_w/\sin\phi) - \phi_w]$, $y = \operatorname{tg}\beta x$. Подстановка данных выражений в (10) и (11) приводит к получению искомых результатов. В случае несимметричной емкости граничные условия записываются вдоль обеих ограждающих поверхностей и расчет ведется для всего массива СМ.

Для учета сжимаемости сыпучего материала в рекуррентные выражения (10) и (11) подставляем:

$$\rho_{i,j-1} g D = (A\sigma_y^2 + B\sigma_y + M)D,$$

$$\text{где } \sigma_y = \sigma_{i,j-1}(1 - \sin \phi \cos 2\varphi_{i,j-1}) - H,$$

$$\rho_{i,j-1} g C = (A\sigma_y^2 + B\sigma_y + M)C,$$

$$\text{где } \sigma_y = \sigma_{i-1,j}(1 - \sin \phi \cos 2\varphi_{i-1,j}) - H.$$

Анализ результатов, полученных при использовании описанного метода, показывает, что, как и в приближенных методах [17, 18], с увеличением высоты слоя материала величина монотонного приращения давления постепенно снижается, а абсолютное значение его стремится к пределу. Эти результаты не согласуются с данными ряда экспериментальных исследований для емкостей конечной высоты, показывающими, что эпюры давлений экстремальны с минимальными значениями у верха засыпки и у основания подпорной стенки [14, 19]. Представляется справедливым предположение авторов работы [19], объясняющих несоответствие экспериментальных данных теоретическим расчетам отсутствием учета влияния существенного фактора – жесткого основания, ограничивающего засыпку снизу.

Для решения задачи следует рассмотреть условия формирования слоя материала вблизи днища емкости. Вдоль оси симметрии тормозящие силы трения отсутствуют, поэтому значение угла φ неизменно и составляет $\pi/2$. Вдоль стенки бункера приведенное напряжение под действием сил трения

отклоняется, значение φ несколько выше $-\varphi_w = b + 1/2[\arcsin(\sin\phi_w/\sin\phi) - \phi_w]$ и остается постоянным вплоть до переходной зоны, ограниченной линией скольжения $A_{44}A_{24}$ (рис. 2). Здесь влияние жесткого основания приводит к дополнительному изменению угла φ : со значения φ_0 , соответствующего началу переходной зоны y_0 до $\varphi_k = \pi/2 + \varepsilon$ (максимально возможная величина, определяющаяся положением линий скольжения первого семейства) по параболическому закону [15].

Для реализации предложенного метода расчета разработаны алгоритм и программное обеспечение, апробированные на примере влажного углеродсодержащего материала. На рис. 3 представлено распределение величины объемной плотности влажной угольной шихты ($W_f=9\%$) по данным [20] и по нашим расчетам (значение физико-механических характеристик приведено в работах [11, 12] для емкости высотой 7 м).

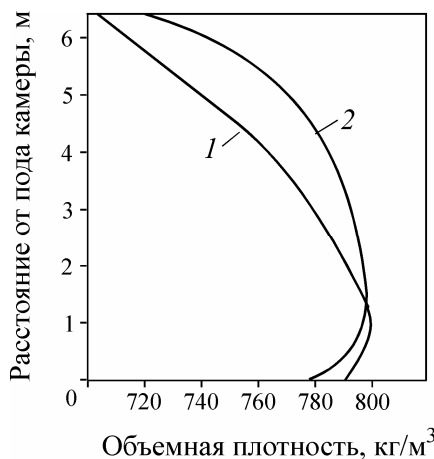


Рис. 3. Распределение плотности обогащенного угля ($W_f=9,0\%$) по высоте камеры коксования: 1) по экспериментальным данным; 2) с учетом влияния жесткого дна

Представленные данные использованы для определения конструктивных параметров конической части аппаратов. Установлена зависимость безразмерного расхода СМ от угла наклона стенок аппарата. По мере перехода от плоскодонного бункера к коническому с малым углом раскрытия конуса расход возрастает, достигая максимального значения примерно при значении 25° , затем снижается. Это сни-

жение скорости может быть объяснено сужением активной зоны выпуска и, как следствие, уменьшению ее пропускной способности. Качественное соответствие ее приведенным в работах [2–4] экспериментальным данным, использованным М.Б. Генераловым для уточнения модели истечения материала из бункера с плоским дном, несомненно.

На рис. 4 приведены зависимости объемного расхода хорошо сыпучей среды ($f=0,577$; $v=3$; $\alpha_3=24^\circ$; $\rho=3000$ кг/м³) от диаметра выпускного отверстия из цилиндрического аппарата диаметром 0,5 м. Как следует из рисунка, расчетные данные находятся в хорошем соответствии с данными, полученными экспериментально. Более подробно сопоставление теоретических и опытных результатов и оценка адекватности предложенной модели приведены в работе [7].

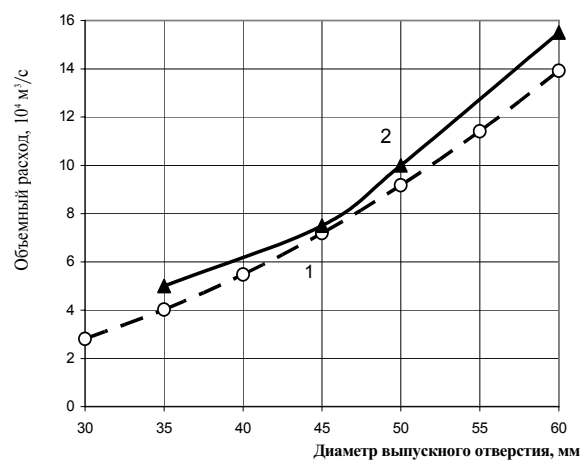


Рис. 4. Зависимость объемного расхода металлических шариков от диаметра выпускного отверстия: 1) расчетные, 2) экспериментальные А.В. Катымова. Расчетные зависимости адекватно описывают эксперимент при уровне значимости 0,05

Предлагаемый метод расчета напряжений и объемных плотностей в неподвижном слое сыпучего материала учитывает наличие характерных зон (предельных и непредельных), влияние жесткого основания и основан на математически строгой теории предельного напряженного состояния. Получаемые с его помощью результаты соответствуют экспериментальным данным и современным представлениям о характере распределения статических напряжений в хранилищах сыпучих материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фиалков Б.С., Плицын В.Т., Максимов В.Е. Управление истечением сыпучих материалов. – Алма-Ата: Наука, 1981. – 148 с.
2. Лукьянов П.И. Аппараты с движущимся зернистым слоем. – М.: Машиностроение, 1974. – 184 с.
3. Катымов А.В., Любартович В.А. Дозирование сыпучих и вязких материалов. – Л.: Химия, 1990. – 240 с.
4. Генералов М.Б. Истечение сыпучих материалов из аппаратов // Теоретические основы химической технологии. – 1985. – Т. 19. – № 1. – С. 53–59.
5. Прошунин Ю.Е. О вероятности самообразования при истечении сыпучего материала из аппаратов // Математические и экономические модели в оперативном управлении производством: Темат. сб. научно-техн. статей. – М.: Электрика, 1997. – Вып. 6. – С. 14–17.
6. Дженике Э.В. Складирование и выпуск сыпучих материалов. – М.: Мир, 1968. – 164 с.
7. Прошунин Ю.Е. О построении детерминированной математической модели истечения углеродсодержащих сыпучих материалов // Горный журнал. – 2004. – № 10. – С. 82–84.

8. Кенеман Ф.Е. О свободном истечении сыпучих тел // Известия АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. – 1960. – № 2. – С. 70–77.
9. Клейн Г.К. Строительная механика сыпучих тел. – М.: Стройиздат, 1977. – 256 с.
10. Соколовский В.В. Статика сыпучей среды. – М.: Физматгиз, 1960. – 244 с.
11. Прошунин Ю.Е. Об определении насыпной плотности угольной загрузки коксовых печей // Кокс и химия. – 1994. – № 2. – С. 14–19.
12. Школлер М.Б., Прошунин Ю.Е., Николаева В.З., Шабаршова Ю.В. Физико-механические свойства угольной шихты ЗСМК в зависимости от влажности и уплотняющего давления // Кокс и химия. – 1988. – № 10. – С. 15–17.
13. Walters J.K. A Theoretical Analysis of Stresses in Silos with Vertical Walls // Chemical Engineering Science. – 1973. – V. 28. – P. 13–21.
14. Бушманова О.П., Ревуженко А.Ф. Исследование задачи Янсона // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. – 1981. – № 3. – С. 3–15.
15. Прошунин Ю.Е. К расчету поля напряжений в неподвижном слое сыпучего материала // Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых. – 2004. – № 5. – С. 1–9.
16. Прошунин Ю.Е. Использование теории предельного напряженного состояния для определения плотности угольной загрузки // Кокс и химия. – 1995. – № 10. – С. 8–12.
17. Cowin S.C. The Theory of Static Loads in Bins // Journal of Applied Mechanics. – 1977. – V. 44. – № 9. – P. 409–412.
18. Takami A., Syoten O. A Theory of the Pressure Distribution in Powder in Equilibrium in a Cylindrical Vessel // Powder Technology. – 1974. – V. 10. – P. 295–301.
19. Игнатов В.И., Быков Е.Н., Шулев А.С. О распределении давления засыпки на подпорную стенку // Основания, фундаменты и механика грунтов. – 1973. – № 5. – С. 41–43.
20. Ухмылова Г.С. Разработка технологии парциальной загрузки шихты // Кокс и химия. – 1992. – № 4. – С. 51–55.

Поступила 22.12.2006 г.

УДК 621.039.51

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ТВЕРДЫХ ОТХОДОВ СРЕДНЕЙ И ВЫСОКОЙ АКТИВНОСТИ

К.М. Измestьев*, Е.А. Комаров*, И.Н. Сеелев*, П.М. Гаврилов, М.Е. Силаев**

ФГУП «Горно-химический комбинат», г. Железнодорожск Красноярского края

*ФГУП «Сибирский химический комбинат», ЗАТО Северск Томской области

**Томский политехнический университет

E-mail: silaev@k21.phtd.tpu.ru

Разработан полуэмпирический метод контроля средне- и высокоактивных твердых радиоактивных отходов, основанный на прямых измерениях их активности и нуклидного состава в кузове автомобиля. Энергетический диапазон измерений – от 80 до 3000 кэВ. Диапазон определяемых активностей от $10^6 \dots 10^{12}$ Бк/кг. Проведена метрологическая аттестация и определены основные погрешности предлагаемого метода, не превышающие 60 %.

Введение

Согласно действующей нормативной документации контроль радионуклидного состава и активности твердых радиоактивных отходов (ТРО) является обязательной процедурой [1]. При определении указанных характеристик для средне- и высокоактивных ТРО возникает ряд трудностей, которые обусловлены с одной стороны необходимостью выполнять все операции дистанционно и при минимальном вмешательстве персонала [1, 2]. С другой стороны, измеряемые объекты (счетные образцы) часто имеют сложную геометрическую форму, а также неравномерное распределение материала и активности по объему счетного образца. Это приводит к значительной неопределенности результатов при контроле активности ТРО.

Целью настоящей работы являлась разработка гамма-спектрометрического метода контроля активности и нуклидного состава средне- и высокоактивных ТРО, включающего соответствующее методическое и метрологическое обеспечение.

Гамма-спектрометрический метод контроля активности и нуклидного состава средне- и высокоактивных ТРО

Разработанный метод основан на непосредственном измерении активности и нуклидного состава отходов на гамма-спектрометре с расширенной неопределенностью ($P=0,95$) не более 60 % в энергетическом диапазоне от 80 до 3000 кэВ и диапазоне активности ТРО от $10^6 \dots 10^{12}$ Бк/кг. Измерения проводятся в геометрии, соответствующей кузову автомобиля, предназначенного для перевозки отходов данного класса.

Сущность предложенного способа измерений заключается в регистрации и последующем анализе аппаратного спектра гамма-излучения счетного образца ТРО с помощью метода Монте-Карло [3, 4]. На первом этапе на основе аппаратных спектров образцовых стандартных источников гамма-излучения определяется зависимость эффективности регистрации гамма-излучения от его энергии в геометрии «точка». В дальнейшем, используя расчетную