

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ГАЗА, ПОГРУЖЕННОЙ В ПСЕВДООЖИЖЕННЫЙ СЛОЙ

С. В. Воробьев, И. В. Постникова, В. Н. Блиничев

СЕРГЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ ВОРОБЬЕВ – аспирант кафедры Машин и аппаратов химических производств Ивановского государственного химико-технологического университета. E-mail: ch4rlythec4t@gmail.com.

ИРИНА ВИКТОРОВНА ПОСТНИКОВА – кандидат технических наук, доцент кафедры Машин и аппаратов химических производств Ивановского государственного химико-технологического университета. E-mail: poirvic@mail.ru.

ВАЛЕРЬЯН НИКОЛАЕВИЧ БЛИНИЧЕВ – д.х.н., профессор кафедры технологических машин и оборудования ФГБОУ ВО «Ивановский государственный химико-технологический университет». E-mail: blinich@isuct.ru.

15300, Россия, Иваново, пр. Шереметевский, д. 7, Ивановский государственный химико-технологический университет (ИГХТУ).

Статья посвящена исследованию гидродинамики эжекционного струйного течения. Описываются основные геометрические параметры свободной турбулентной струи. Авторами предложена ячеечная модель эжекции, позволяющая с высокой точностью определять скорость газовой и твердой фазы в любой точке пространства струи. Описывается траектория полета твердой фазы внутри турбулентной струи газа. Особое внимание при расчете скорости твердой фазы уделяется определению коэффициента лобового сопротивления ассамблеи частиц. Проведен анализ, показывающий зависимость количества эжектируемой твердой фазы из псевдоожигенного слоя от диаметра сопла и начальной скорости газа.

Ключевые слова: турбулентная струя, эжекция, двухфазный поток, скорость частицы, коэффициент лобового сопротивления, ячеечная модель, шнурование, низконапорная среда, высоконапорная среда.

DETERMINATION OF VELOCITY AND CONCENTRATION OF PARTICLES OF A SOLID PHASE IN A TURBULENT GAS JET, IMMERSED IN A FLUIDIZED BED

Sergey V. Vorobev, Irina V. Postnikova, Valerian N. Blinichev

7, Sheremetievskiy Avenue, Ivanovo, 153000, Russia. Ivanovo State University of Chemistry and Technology

The article is devoted to the study of the hydrodynamics of an ejection jet flow. The basic geometric parameters of a free turbulent jet are described. The authors proposed a cellular model of ejection, which allows one to determine with high accuracy the velocity of the gas and solid phases at any point in the space of the jet. The trajectory of the flight of the solid phase inside a turbulent gas jet is described. Particular attention in calculating the velocity of the solid phase is given to determining the drag coefficient of the particle assembly. An analysis was performed showing the dependence of the amount of ejected solid phase from the fluidized bed on the diameter of the nozzle.

Keywords: turbulent jet, ejection, two-phase flow, particle velocity, drag coefficient, cell model, lacing, low-pressure medium, high-pressure medium.

Введение

Значительная часть технических задач связана с течением жидкостей и газов. Во многих случаях возникают так называемые поверхности тангенциального разрыва. Подобные течения описаны Абрамовичем Г.Н. [1] и называются струями. Тангенциальные разрывы характеризуются такими параметрами, как: скорость течения, температура, давление, концентрация примесей. На поверхности тангенциального разрыва возникают вихри, беспорядочно движущиеся вдоль и поперек потока. Вследствие этого между струей и окружающей средой происходит поперечный перенос количества движения, тепла и концентрации примесей.

Кипящий слой, хоть и обладает многочисленными свойствами однородной жидкости, в сущности своей, всегда остается двухфазной системой, состоящей из непрерывной (газ или жидкость) и дискретной (взвешенных частиц) фаз. В силу этого, аэродинамика турбулентной струи в псевдооживленном слое во многом отличается от аэродинамически свободной затопленной струи. Газовый поток, содержащий твердые частицы (2-х фазный поток) в определенной концентрации характеризуется наличием относительных движений частиц. В подобных условиях возникают силы аэродинамического сопротивления между фазами, а также между частицами твердого материала. Величина и характер этого взаимодействия зависят от дисперсности и концентрации твердой фазы вдоль оси потока

На основании фундаментальных представлений о структуре установившегося струйного течения [1] разработана модель многокомпонентного струйного течения.

Расчёт основных геометрических параметров струи

Наиболее изученными видами турбулентных струй являются, так называемые затопленные струи или струи, распространяющиеся в покоящейся среде (рис. 1).

Высоконапорная многокомпонентная среда, истекающая из сопла **1**, отделяется от потенциального ядра струи **2**. Отделившаяся высоконапорная среда захватывает из окружающего струю пространства многокомпонентную низконапорную среду и увлекает её за собой, перемешивается и передает ей свою кинетическую энергию, образуя расширяющийся пограничный слой **3**. По длине струи можно выделить 3 участка в зависимости от профиля распределения скоростей **4**: начальный участок **5** (на котором находится потенциальное

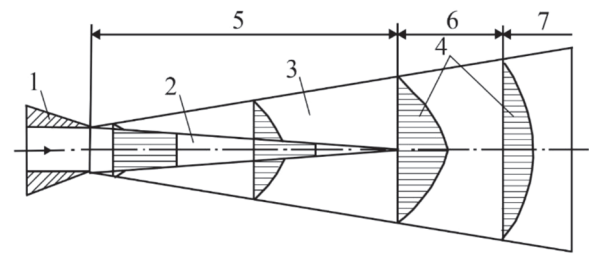


Рис. 1. Структура свободно истекающего струйного течения

- 1 – сопло; 2 – потенциальное ядро струйного течения;
3 – пограничный слой струйного течения;
4 – профили распределения скоростей;
5 – начальный участок; 6 – переходный

ядро постоянных скоростей), переходный участок **6** (на котором происходит выравнивание профиля скоростей вдоль оси струи) и основной участок **7** (с установившемся режимом движения потока).

Абрамович Г. Н. [1] приводит расчет длины начального участка струи X_n :

$$X_n = 0,67 \frac{R_0}{a}, \quad (1)$$

где $a = 0,07-0,09$ – коэффициент структуры, зависящий от основных параметров струи.

На основании экспериментальных данных, представленных Leszek Zawadzki [2]: $a = 0,08$.

Радиус струи R определяется выражением:

$$R = \left(3,4 \frac{aX}{R_0} + 1 \right) R_0 \quad (2)$$

Определение угла сужения ядра потока α_r и угла расширения пограничного слоя α_s осуществляется с помощью зависимостей (3) и (4), соответственно:

$$\alpha_r = 2 \arctg \frac{a}{0,67}; \quad (3)$$

$$\alpha_s = 2 \arctg \frac{a}{0,29}. \quad (4)$$

На основании экспериментальных данных, представленных Leszek Zawadzki [2]: $\alpha_r = 14^\circ$ и $\alpha_s = 30^\circ$.

Более подробный расчет геометрических параметров свободной турбулентной струи приводится в статье [4].

Ячеечная (матричная) модель потока

На начальном участке струи, вследствие расширения потока, происходит падение давления внутри струи при сохранении постоянной ско-

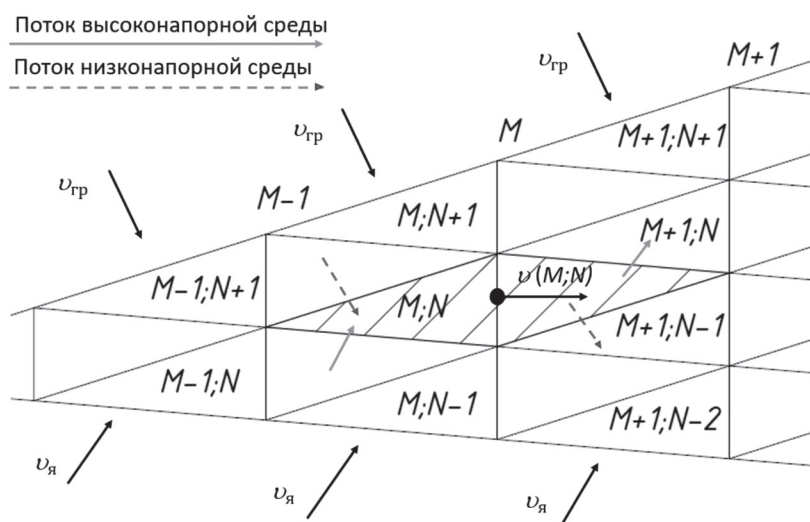


Рис. 2. Схема потоков внутри ячейки (M; N)

M – порядковый номер сечения от сопла вдоль оси струи, *N* – порядковый номер ячейки от потенциального ядра скоростей параллельно оси струи, $v_{гр}$ – средняя скорость потока на пограничном слое, v – скорость потока ядра постоянных скоростей

рости вдоль оси распространения. Таким образом, было бы логично предположить, что именно на этом участке распространения струи происходит подсос газа и твердой фазы из окружающего слоя, а далее начинается развитие уже смешанной струи. Считаем, что привлечение сплошной фазы, т.е. газа, из окружающего слоя происходит через коническую поверхность, образованную струей рабочего газа.

Холпанов Л.П. совместно с группой авторов [3] с целью учета образования и распределения в свободно истекающей турбулентной среде твердой и газовой фаз многокомпонентной смеси, образующейся из высоконапорной и низконапорной сред, разработал модель структуры пограничного слоя струи, в основу которой положена ячейечная модель потока. При этом в каждой ячейке происходит процесс идеального перемешивания.

Для более подробного описания представленной модели, рассмотрим потоки внутри одной ячейки без учёта эжекции твердой фазы в струю (рис. 2).

Высоконапорная среда поступает в ячейку (*M*; *N*) через площадь $f'_b(M; N)$ (площадь боковой поверхности усеченного конуса) со скоростью $v(M-1; N)$ смешанного потока ячейки предыдущего сечения, либо со скоростью $v_я$ потока ядра постоянных скоростей.

Низконапорная среда поступает в ячейку через площадь $f'_n(M; N)$ (площадь боковой поверхности усеченного конуса) со скоростью $v(M-1; N+1)$ смешанного потока ячейки предыдущего сечения,

либо со скоростью $v_{гр}$ потока на пограничном слое, которая стремится к нулю.

В ядре ячейки потоки перемешиваются по законам идеального перемешивания и скорость внутри ячейки принимается равной $v(M; N)$.

Далее, поток снова разделяется на низконапорную и высоконапорную среды относительно ячеек следующего сечения. Высоконапорная среда поступает в ячейку (*M+1*; *N*), а низконапорная – в ячейку (*M+1*; *N-1*) со скоростью $v(M; N)$.

Таким образом, массовый расход высоконапорной $G'_b(M; N)$ и массовый расход низконапорной $G'_n(M; N)$ сред для ячейки (*M*; *N*) определяются выражениями (5) и (6), соответственно:

$$G'_b(M; N) = (M-1; N)\rho f'_b(M; N); \quad (5)$$

$$G'_n(M; N) = (M-1; N)\rho f'_n(M; N); \quad (6)$$

где ρ – плотность среды, кг/м³; f'_n – площадь входа низконапорной среды, м²; f'_b – площадь входа высоконапорной среды, м².

Модифицируя предложенную выше модель, скорость газа v в ядре ячейки предлагается рассчитывать по выражению (7), которую предложил Лебедев В.В. [4]:

$$v(M; N) = v_x(M; N)e^{-0.5\left(\frac{r(M; N)}{ax_i}\right)^2} \quad (7)$$

где, v_x – скорость среды вдоль оси струи, м/с; r – расстояние от оси струи до заданной точки сечения потока, м.

$$v_x(M; N) = v_0 \frac{0,96}{\frac{ax(M; N)}{R_0} + 0,29} \quad (8)$$

где, v_0 – скорость среды на выходе из сопла м/с.

Приведенное выражение (16) является универсальным, т. к. позволяет определить скорость в любой точке поперечного сечения струи.

Полученные данные можно представить в виде матрицы расходов высоконапорной среды, низконапорной среды, твердого материала $G_{ТВ}$, скоростей потока и твердого материала $v_{ТВ}$ в объеме струи. Количество столбцов и строчек матрицы, как и точность полученных данных зависят от заданного количества сечений $N_{сеч}$, на которые разбивается струя. Из вышеизложенного следует, что расчёт газодинамических процессов в свободном истекающем струйном течении является трудоемким и требует применения ЭВМ.

Расчёт распределения скоростей воздуха по сечениям свободной турбулентной струи

На основании предложенной модели был произведен расчет распределения величин скорости газа по сечениям начального участка свободной турбулентной струи.

В качестве исходных данных были приняты: $v_0 = 300$ м/с; $R_0 = 0,005$ м; $N_{сеч} = 100$; среда: воздух.

Как видно из эпюры на рис. 3, рассчитанные величины скоростей v газа в начальной зоне струи уменьшаются от максимальной величины в ядре струи к минимальной на периферии струйного течения. Кроме того, скорость газа уменьшается по оси струи по направлению от сопла.

В связи с тем, что общее количество захватываемого низконапорного воздуха по длине струй-

ного течения увеличивается, повышается и расчетная величина коэффициента эжекции β (рис. 4). Однако после переходного сечения интенсивность его увеличения снижается. Это происходит за счет того, что после начального участка струи захват низконапорной среды осуществляется смесью высоконапорной и низконапорной сред, имеющей скорость ниже, чем высоконапорной среды в потенциальном ядре струи.

Расчет коэффициента эжекции воздуха β для начального участка струи осуществляется с помощью зависимости (9):

$$\beta = \frac{\sum_{M, N=1}^{N_{сеч}} G_H(M; N)}{\sum_{M, N=1}^{N_{сеч}} G_B(M; N)} \quad (9)$$

Среднее значение коэффициента эжекции β для начального участка, исходя из вышеописанной модели, равно 0,9. Полученные данные сопоставимы с расчетными зависимостями, предложенными Бондарем Е.А. [5].

Расчёт концентрации твердых частиц, эжектируемых в струю

Рассмотрим процесс эжекции двухфазной среды (газа и твердых частиц) в струю, которая истекает в псевдооживленный слой. Будем считать, что частицы попадают в струю только на начальном участке X_H , которому соответствует максимальное падение давления рабочего газа. При этом частицы как бы проваливаются (подсасываются) в струю.

В соответствии с разработанной ячейной моделью, секундный массовый расход $G_{ТВ}$ твердой

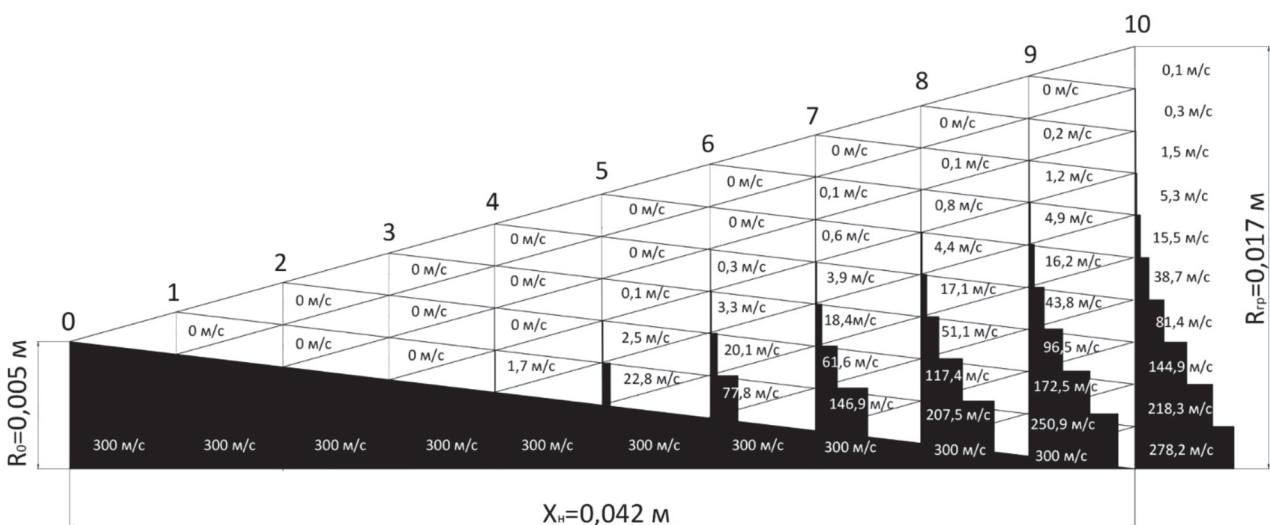


Рис. 3. Эпюра скорости воздуха свободной турбулентной струи

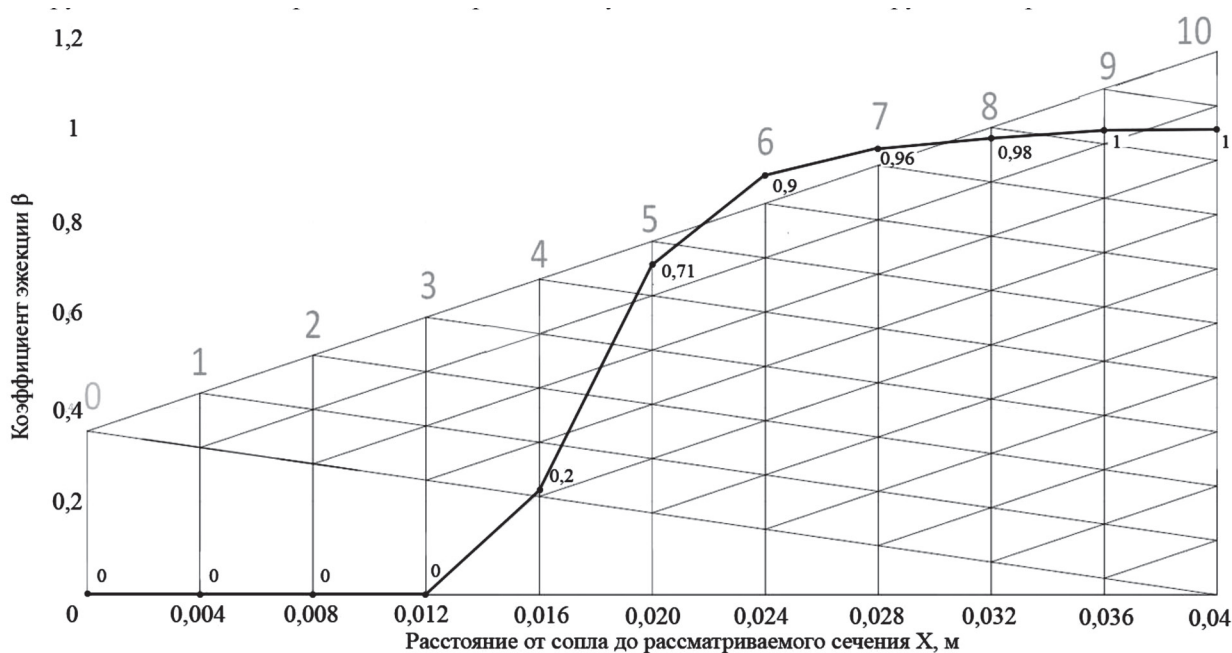


Рис. 4. Зависимость расстояния от сопла до рассматриваемого сечения струи X от коэффициента эжекции β

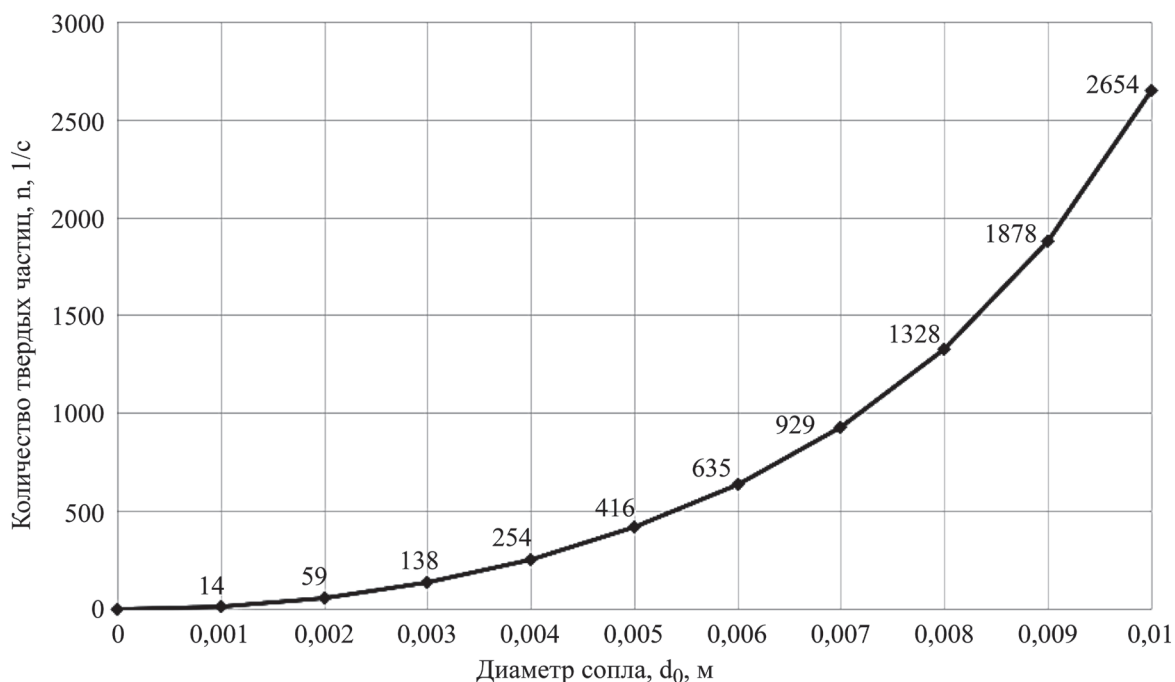


Рис. 5. Расчетная зависимость количества частиц твёрдого материала в струе, от внутреннего диаметра d_0 в выходном сечении при скорости истечения струи из сопла $v_0 = 300$ м/с

фазы в ячейке M, N с учетом коэффициента массового содержания твёрдой фазы в потоке φ_M , можно рассчитать из уравнения (10):

$$G_{ТВ}(M; N) = \varphi_{ТВ}(M; N) \rho_{ТВ} f_H(M; N)*; \quad (10)$$

Таким образом, зная секундный массовый расход твёрдой фазы $G_{ТВ}$ и средний объём одной частицы твёрдого материала $V_{ср}$, можно вычислить количество частиц n твёрдой фазы эжектируемой в поток за 1 единицу времени.

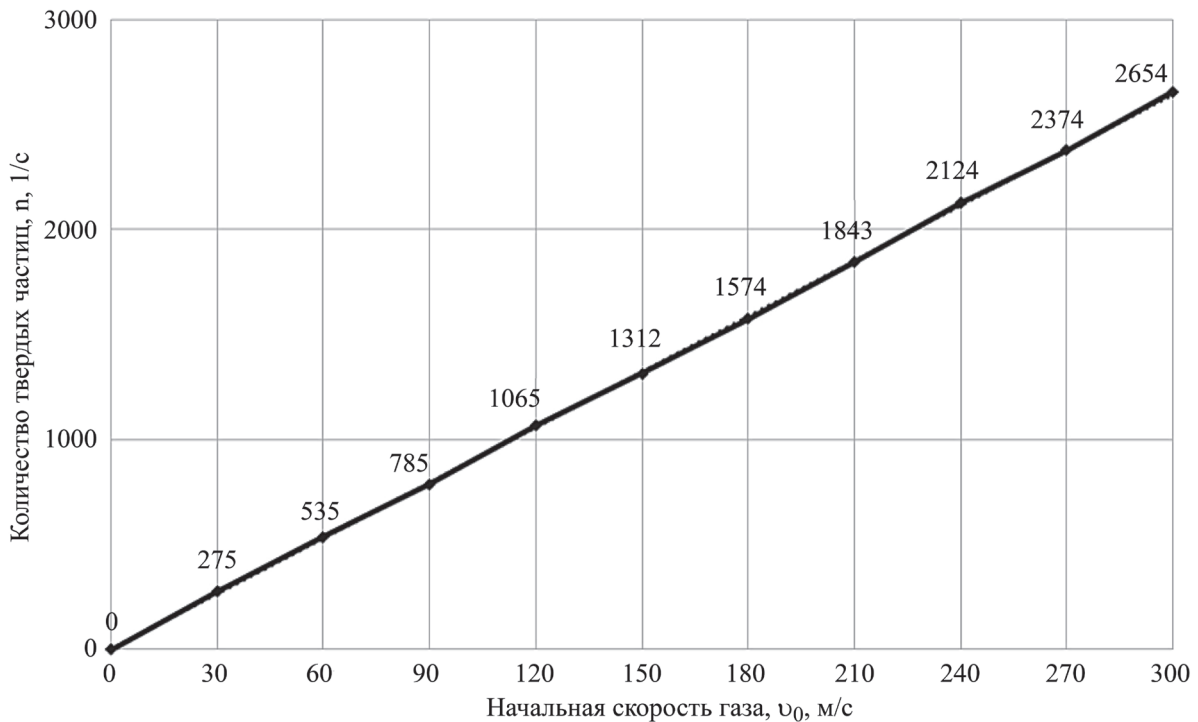


Рис. 6. Расчетная зависимость количества частиц твёрдого материала в струе n , от скорости v_0 истечения струи из сопла при внутреннем диаметре сопла в выходном сечении $d_0 = 0,01$ м

$$n = \frac{G_{\text{ТВ}}}{V_{\text{ср}} \rho_{\text{ТВ}}} \quad (11)$$

$$V_{\text{ТВ}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{ср}}^3 \quad (12)$$

где: $R_{\text{ср}}$ – средний радиус частиц твердой фазы, м.

Основанные на предложенной методике расчёта, зависимости количества частиц известняка, эжектируемых в струю воздуха за единицу времени от внутреннего диаметра d_0 сопла и начальной скорости v_0 истечения струи в выходном сечении, представлены на рисунках 5 и 6. В качестве исходных данных принято: $R_{\text{ср}} = 0,002$ м, $\varphi_{\text{пс}} = 0,55$, $\rho_{\text{ТВ}} = 2300$ кг/м³, $\rho = 1,2$ кг/м³.

Очевидно, что при увеличении внутреннего диаметра d_0 сопла в выходном сечении и скорости v_0 истечения струи из сопла концентрация n частиц, эжектируемых в струю, будет расти (рис. 5, 6).

Массовый коэффициент эжекции для твердой фазы при данных условиях равен $\beta_{\text{ТВ}} = 3,77$.

Расчёт распределения скоростей твердых частиц по сечениям свободной турбулентной струи.

В пространстве начальной зоны струи твердая фаза захватывается газовой фазой и двигается от пограничного слоя к оси струи под углом α_r . Таким образом, траекторию её полета можно пред-

ставить, как прямую, проходящую через центры ячеек матричной модели. Попав в основной участок струи частицы твердой фазы двигаются от оси струи под углом b_i .

Частицы твердой фазы в пограничном слое струи имеет начальную скорость $v_{\text{ТВ(гр)}}$. Поток газа, увлекающие за собой низконапорную среду и твердый материал, смешиваются с последними, передавая импульс, тем самым, разгоняют частицу.

При записи исходного уравнения движения считаем, что инжектируемая частица в потоке газ-носителя ускоряется под действием сил аэродинамического сопротивления без учета других составляющих (Магнуса, Саффмена, Басе, Архимеда и др.) в силу их незначительного влияния на течение газозвеси [6].

При вязком движении в потоке газа на горизонтальном участке на частицу материала будет действовать сила гидродинамического сопротивления F , значение которой будет определяться следующим выражением:

$$F = \xi \rho \frac{S_{\text{мид}}}{2} (v - v_{\text{ТВ}})^2 \quad (13)$$

где ξ – коэффициент сопротивления частицы; $S_{\text{мид}}$ – площадь миделевого сечения частицы, м²; $v_{\text{ТВ}}$ – скорость движения частицы;

В соответствии со вторым законом Ньютона уравнение нестационарного движения частицы материала массой m_i можно записать как:

$$m_i \frac{d v_{тв}}{dt} = \xi \rho \frac{S_{мид}}{2} (v - v_{тв})^2 \quad (14)$$

где t – время пребывания частицы в потоке, с.

Приведем данное уравнение, к стандартному виду (форме Коши):

$$\frac{d v_{тв}(t)}{dt} = A \xi(t) ((t)v - v_{тв}(t))^2, \quad (15)$$

где параметр A определяется зависимостью

$$A = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_{тв} R_{тв}} \quad (16)$$

где $\rho_{тв}$ – плотность частицы, кг/м³; $R_{тв}$ – радиус частицы, м.

Уравнение, описывающее изменение скорости в зависимости от координаты x , будет иметь вид:

$$\frac{d v_{тв}(x)}{dx} = A \xi(x) v_{тв}(x) (v(x) - v_{тв}(x))^2, \quad (17)$$

Сложность нахождения решения уравнения (23) заключается в определении зависимости коэффициента сопротивления ξ частицы материала от скоростного режима движения частицы, а именно:

$$\xi = f(Re) \quad (18)$$

где Re – коэффициент Рейнольдса, которое можно вычислить из выражения:

$$Re = \frac{|v_{тв} - v| d_{тв}}{\nu} \quad (19)$$

где ν – кинематическая вязкость газа, м²/с, $d_{тв}$ – диаметр частицы, м.

Согласно анализу, проведенному Муштаевым В.И. совместно с группой авторов [7], наиболее точно зависимость коэффициента лобового сопротивления частиц материала от числа Re , с учетом влияния формы и стесненности двухфазного потока определяется формулой:

$$\xi = k_1 k_2 \left(0,462 k_3 + \frac{30}{Re} \right) \quad (20)$$

где k_1 – коэффициент, учитывающий условия стесненности движения частиц; k_2 – коэффициент, учитывающий условия стесненности вследствие влияния стенок; k_3 – коэффициент, учитывающий влияние формы частиц.

$$k_1 = \varphi_m^{4,75} \quad (21)$$

где φ_m – коэффициент массового содержания твердой фазы в потоке.

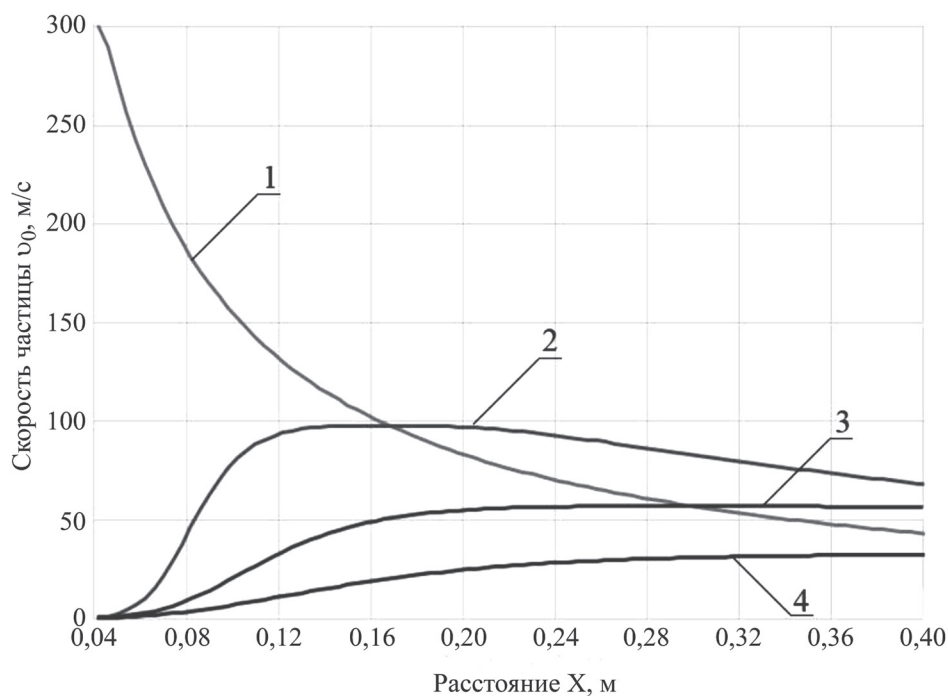


Рис. 7. Расчетная зависимость скорости твердого материала в струе, от координаты частиц различного диаметра из сопла при внутреннем диаметре сопла в выходном сечении $d_0 = 0,01$ м
 1 – газ; 2 – $d_{ms} = 0,004$ м; 3 – $d_{ms} = 0,006$ м; 4 – $d_{ms} = 0,008$ м

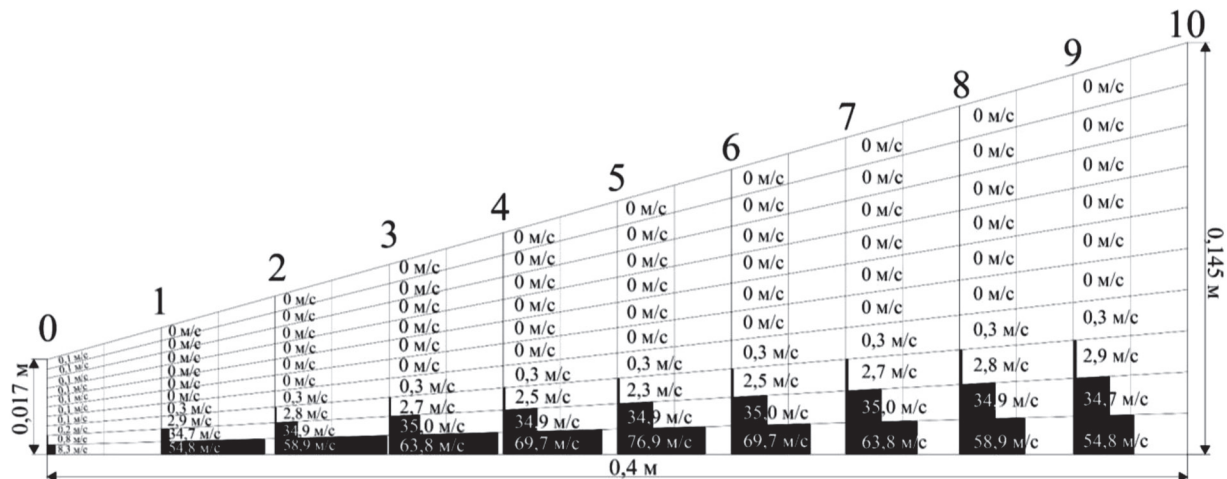


Рис. 8. Эпюры скорости твердой фазы на основном участке струи

$$k_2 = \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{d_{ТВ}}{D}\right)^2\right)^3} \quad (22)$$

где $d_{ТВ}$ – диаметр частицы, м; D – диаметр потока в рассматриваемом поперечном сечении, м.

$$k_3 = 11 - \frac{10}{f} \quad (23)$$

где f – коэффициент не сферичности.

Формула (20) справедлива для интервала $Re = 0-100000$.

Зная скорость твёрдой фазы на начальном участке струи, с помощью уравнения (17) используя численные методы, в частности метод Эйлера, можно определить зависимость скорости $v_{ТВ}$ для частиц различного диаметра $d_{ТВ}$ от координаты X на оси основного участка струи (рис. 7).

В качестве исходных данных принято: $R_{ср} = 0,005$ м, $\varphi_{пс} = 0,55$, $\rho_{ТВ} = 2300$ кг/м³, $\rho = 1,2$ кг/м³.

Как видно из рис. 8, скорость $v_{ТВ}$ твёрдой фазы имеет максимальное значение у оси струи и уменьшается к периферии. Таким образом, основная масса частиц будет иметь траекторию полета, описанную эффектом шнурования [8, 9].

В соответствии с работой Пахомова М.А. и Терехова В.И. [10], частицы за счет действия силы турбулентной миграции (турбофореза) смещаются из зоны с большей величиной турбулентности в область с ее меньшим значением. Зона слоя смешения является своего рода барьером для частиц, которые не могут проникнуть в нее из приосевой зоны. Поэтому в приосевой части струи происхо-

дит увеличение концентрации частиц и возрастание дополнительной диссипации.

Вывод

Представленные результаты исследования истечения турбулентной высоконапорной струи в однородную среду позволяют определить габариты зоны разрежения в зависимости от диаметра сопла и скорости истечения воздуха, необходимые для надежного расчета коэффициента эжекции гетерогенной среды (воздух + твердые частицы). Знание концентрации и скорости движения частиц твердой фазы в струе позволит рассчитать вероятность их столкновения и разрушения в противоточных струях, погруженных в псевдооживленный слой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-03-00787.

Литература

1. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй [Текст]. М.:1984. 716 с.
2. *Leszek Zawadzki* Determination of the Air Velocity in the Free Stream Flowing out of a Cylindrical and Two-Gap Skewed Jet (Dual Slot Die).
3. *Холпанов Л.П., Запорожец Е.П., Зиберт Г.К., Кащицкий Ю.А.* Математическое моделирование нелинейных термогазодинамических процессов в многокомпонентных струйных течениях. М.: Наука. 1998. 320 с., ил.
4. *Лебедев В.П., Леманов В.В.* Гидродинамика больших скоростей. Чебоксары. ЧГУ. 1985. С. 83–87.

5. *Бондарь Е.А.* Исследование коэффициента эжекции во входной части эжекторного устройства. Научная электронная библиотека «Киберленинка». URL: <https://cyberleninka.ru/article/v/issledovanie-koeffitsienta-ezheksii-vo-vhodnoy-chasti-ezhektornogo-ustroystva>. (дата обращения: 03.03.2019).
6. *Зайцев Д.К.* Научно-технические ведомости СПбГПУ. № 3 (59): 61 (2008).
7. *Муштаев В.И., Ульянов В.М., Тимонин А.С.* Сушка в условиях пневмотранспорта. М.: Химия, 1984. – 232 с.
8. *Лаатс М.К., Фришман Ф.А.* Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1973. №2. С. 153.
9. *Картушинский А.И., Мульги А.С., Фришман Ф.А., Хусаинов М.Т.* Изв. РАН. Сер. МЖГ. 1998. №2. С. 76.
10. *Терехов В.И., Пахомов М.А.* Журнал технической физики. 2011. Т. 81. Вып. 10. С. 27–35.