

УДК 622.767.553:622.75/.77:532.5

Полулях А.Д., д-р техн. наук, профессор,**Сокур А.К.**, аспирант

(Государственное ВУЗ «НГУ»)

Лапшин Е.С., д-р техн. наук, вед. науч. сотр.

(ИГТМ НАН Украины)

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
СЕПАРАТОРА С РАЗДЕЛИТЕЛЬНОЙ ГИДРОПОВЕРХНОСТЬЮ****Полулях О.Д.**, д-р техн. наук, професор**Сокур Г.К.**, аспирант

(Державний ВНЗ «НГУ»)

Лапшин Є.С., д-р техн. наук, пров. наук. співр.

(ИГТМ НАН України)

**ВИЗНАЧЕННЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ СЕПАРАТОРА З
РОЗПОДІЛЬЧОЮ ГІДРОПОВЕРХНЕЮ****Polulyakh A.D.**, D. Sc. (Tech), professor**Sokur A.K.**, Doctoral student

(State HEI «National Mining University»)

Lapshin Ye.S., D. Sc. (Tech.), Principal Researcher

(IGTM NAS of Ukraine)

**DETERMINING OF HYDRODYNAMIC PARAMETERS FOR
SEPARATOR WITH DIVIDING HYDROSURFACE**

Аннотация. В статье изложены результаты определения гидродинамических и геометрических параметров двухслойной струи, необходимые для анализа процесса движения в ней частиц твердого материала.

На основе теории турбулентных струй с использованием модели идеальной жидкости рассмотрены процессы смешения струй, движущихся с различными скоростями (причем скорость нижней струи больше скорости верхней) и образования после их смешения двухслойной струи. Рассмотрены основные зоны смешения: начальная зона, в которой для одних параметров смешения использован профиль скоростей в виде профиля Шлихтинга, и основная зона, в которой для их определения использован полуэмпирический метод.

В заключении на основании рассмотренных уравнений получены зависимости длины зоны смешения от кинематических характеристик струй.

Ключевые слова: гидродинамические струи, зоны смешения, двухслойная струя, параметры, турбулентность.

Введение. Совершенствование технологий и аппаратов обогащения угольных шламов является одной из актуальных задач современного углеобогащения, что предопределило разработку нового вида оборудования – сепаратора с разделительной гидроповерхностью [1, 2].

Отличительной особенностью этого сепаратора является наложение гидродинамических струй конусной формы друг на друга и образование двухслойной струи, в которой твердые частицы переходят из верхней струи через нижнюю в породный продукт [3, 4]. Различие в скоростях движения двух потоков предопределяет необходимость расчета их гидродинамических параметров позволяющих только тяжелым частицам проникать через гидроповерхность в породный продукт, а легким уноситься ею в концентратный продукт.

Для определения геометрических параметров двухслойного потока жидкости использована теория турбулентных струй.

Теоретическая часть. Модель идеальной жидкости служит в данной задаче для определения геометрических параметров струи. Принималось [5], что продольная скорость по сечению струи постоянна, т.е. было принято, что смешение потоков произошло. Однако, в реальности, смешение определяется турбулентным переносом масс жидкости поперек течения и для полного смешения необходима определенная длина (рис.1). Для определения параметров течения воспользуемся теорией турбулентных струй. Примем, что ось s направлена вдоль струи, а ось n ей перпендикулярна, тогда в соответствии с теорией пограничного слоя и теорией турбулентных струй, пренебрегая кривизной, можно записать [6]

$$\frac{\partial(su)}{\partial s} + \frac{\partial(sv)}{\partial n} = 0,$$

$$u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial \tau}{\rho \partial n}, \quad (1)$$

$$\tau = \rho \ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial n} \right| \frac{\partial u}{\partial n},$$

$$l = \beta \delta,$$

где l – путь смешения; β – постоянный коэффициент; δ – характерный масштаб, обычно это или толщина зоны смешения или толщина струи.

В соответствии с теорией всю область струйного смешения можно разбить на две области: зона смешения (первый и второй начальный участок) и основной участок (рис.1).

Рассмотрим первую начальную зону смешения (рис.2). Принимая во внимание, что продольные скорости можно принять постоянными (в данном случае они разные), можно принять течение на этом участке, как плоский слой смешения. В этом случае профиль скорости в зоне смешения может быть представлен в виде профиля Шлихтинга [7].

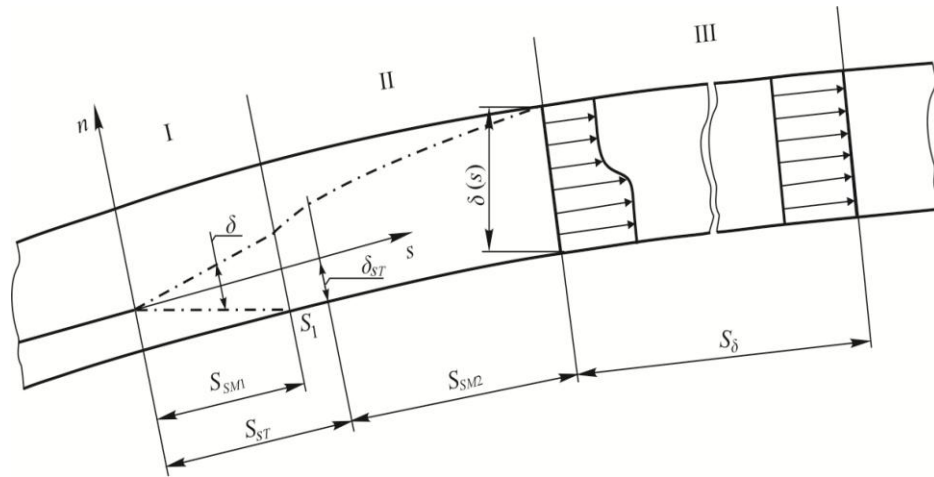


Рисунок 1 – Зона смешения и основной участок струи

$$\frac{u - U_W}{U_N - U_W} = \left(1 - \eta^{3/2}\right)^2,$$

$$\eta = \frac{n - n_N}{n_W - n_N},$$

где n_N – нижняя граница зоны смешения; n_W – верхняя граница зоны смешения; U_N, U_W – соответственно скорости потоков на этих границах.

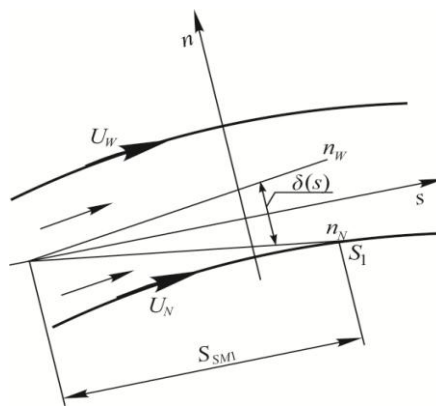


Рисунок 2 – Первая начальная зона смешения

В этой зоне значения U_N, U_W постоянны и равны соответственно начальным скоростям U_{N0}, U_{W0} .

Отсчет n ведется от линии, проходящей через точку разрыва начальных скоростей. Из теории для плоских слоев смешения следует, что толщина слоя смешения равна [8]

$$\delta = n_W - n_N, \quad (2)$$

$$n_N = W_n(s - R_S), \quad (3)$$

$$n_W = W_w(s - R_S), \quad (4)$$

$$\delta = W_O(s - R_S), \quad (5)$$

$$W_n = 17,014(1-m) \frac{(1+0,322m)}{1+0,925m} \beta^2, \quad (6)$$

$$W_w = 57,9\beta^2(1-m) \frac{1+0,095m}{1+0,925m}, \quad (7)$$

$$W_O = 40,9\beta^2 \frac{1-m}{1+0,925m}, \quad (8)$$

$$m = \frac{U_W}{U_N}, \quad (9)$$

где δ – толщина слоя смешения; W_O , W_n и W_w – коэффициенты пропорциональности (рис. 3); $\beta = 0.097$ – эмпирический коэффициент [9].

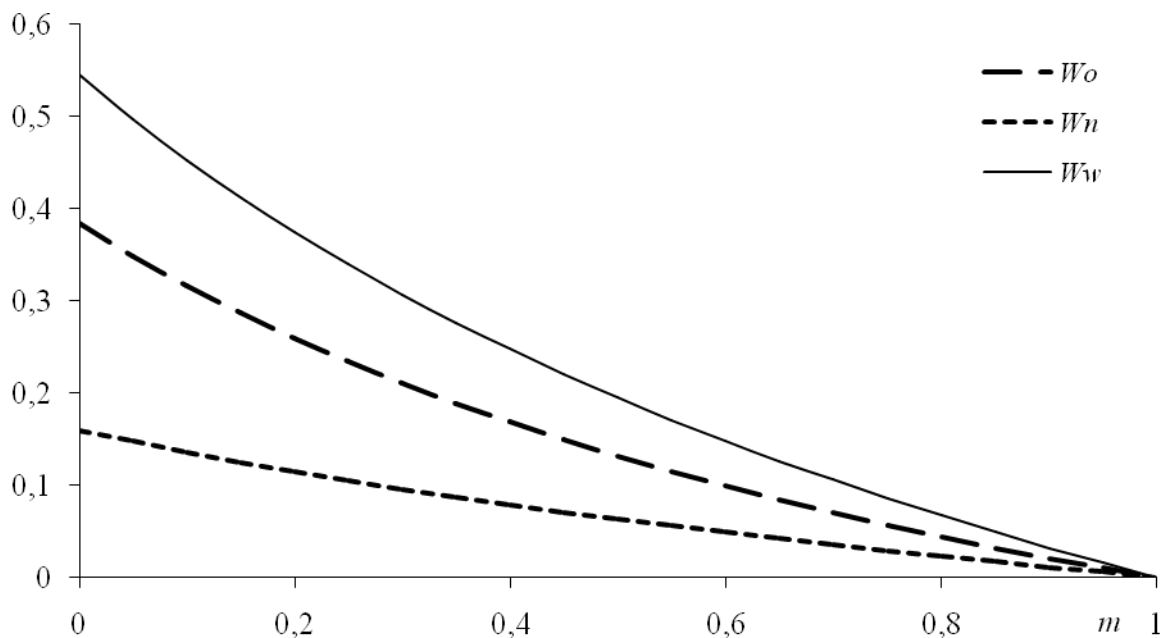


Рисунок 3 – Зависимость величин W_O , W_n и W_w от значения m

Первая начальная зона смешения закончится тогда, когда нижняя граница n_N достигнет нижней границы струи в точке:

$$h'' = n_N. \quad (10)$$

С учетом формул (3-9) [1] выражение (10) преобразуется в квадратное уравнение

$$z^2 - z - W_z = 0,$$

искомое решение, которого имеет следующий вид (рис. 4):

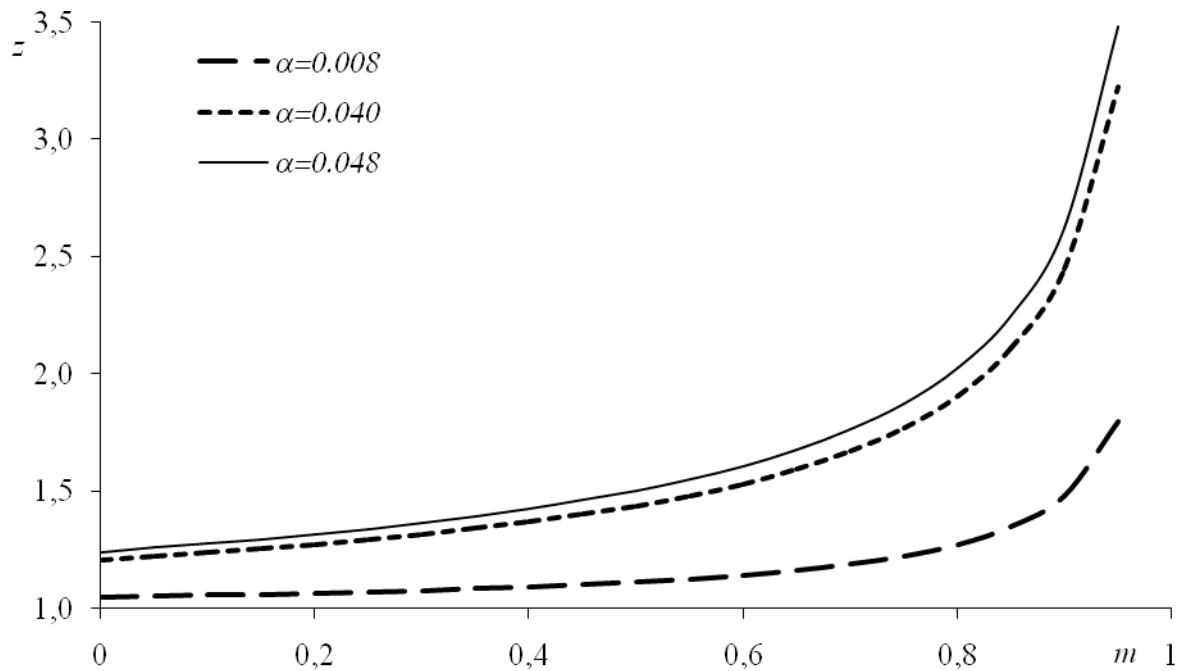


Рисунок 4 – Зависимость величин z_1 от значения m при различных значениях α

$$z_1 = \frac{1 + \sqrt{1 + 4W_z}}{2}, \quad (11)$$

$$W_z = \frac{\alpha}{W_n}, \quad (12)$$

$$\alpha = \frac{h_0}{(1 + \kappa)R_S}. \quad (13)$$

С учетом выражения (11) длина первой начальной зоны смещения определяется по формуле

$$\frac{S_{SM1}}{R_S} = \frac{\sqrt{1 + 4W_z} - 1}{2}. \quad (14)$$

После завершения первой зоны смешения, следует небольшая переходная область (рис. 5), и начинается вторая начальная зона смешения, для которой максимальной скоростью является скорость на нижней границе струи, которая изменяется по длине струи.

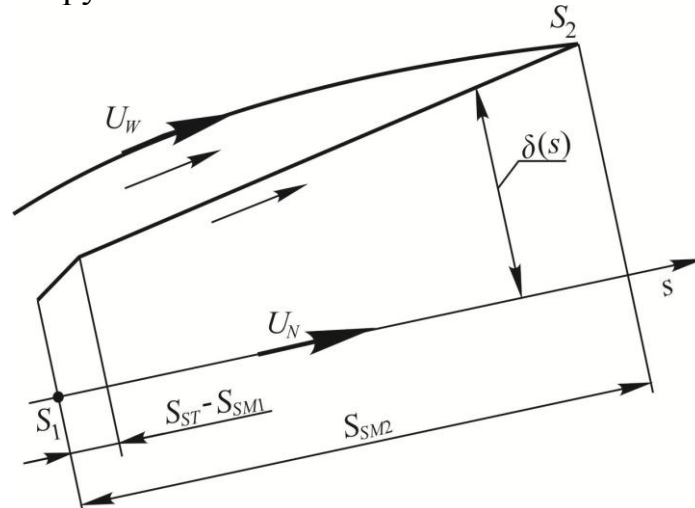


Рисунок 5 – Вторая начальная зона смешения

В этой переходной области изменение максимальной скорости на оси плоского слоя происходит по закону [10]

$$\frac{U_M - U_W}{U_N - U_W} = \sqrt{\frac{S_{ST}}{s - R_S}}, \quad (15)$$

$$S_{ST} = 1.308 S_{SM1},$$

где S_{ST} – длина переходной области от начала струи (рис. 5); U_M – максимальная скорость в зоне смешения, изменяющаяся по длине струи скорость; U_N , U_W – постоянные в рассматриваемой области скорости струи.

В рассматриваемой области толщина зоны смешения изменяется по закону

$$\frac{d\delta}{ds} = c \frac{U_M - U_W}{U_M + U_W}, \quad (16)$$

где c – коэффициент пропорциональности, равный 0,22.

С использованием формулы (15) выражение для описания закона изменения максимальной скорости в рассматриваемой области струи можно записать в следующем виде

$$U_M = 1,14 \sqrt{\frac{S_{SM1}}{s - R_S}} (U_N - U_W) + U_W. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), после проведения некоторых преобразований с учетом (2) – (9), получим следующее уравнение с соответствующим начальным условием

$$\frac{d\delta}{d\zeta} = cS_{ST} \frac{k_m}{k_m + \sqrt{\zeta}}, \quad (18)$$

$$\delta(1) = \delta_{ST}, \quad (19)$$

$$\delta_{ST} = W_O S_{ST}. \quad (20)$$

Уравнение (18) является дифференциальным уравнением первого порядка с разделяющимися переменными, решение которого, удовлетворяющее начальным условиям (19), с учетом (2) – (9), записывается в виде:

$$\delta = cS_{ST} k_m \left[\sqrt{\zeta} - 1 - k_m \ln \left(\frac{k_m + \sqrt{\zeta}}{k_m + 1} \right) \right] + \delta_{ST}.$$

Основной участок турбулентной струи начинается, после того как δ становится равной ширине струи h . Для определения координаты начала основного участка приравняем выражения (19) [5] и (21), и преобразовав эту зависимость, с учетом формул (20) и (13), получим нелинейное уравнение (рис. 6 – 8):

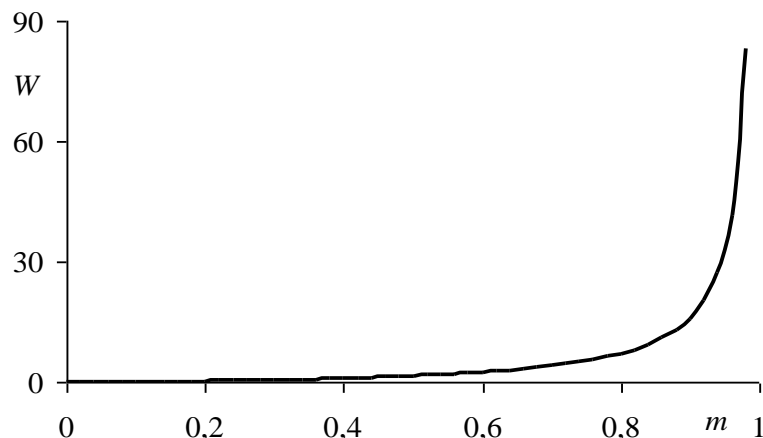


Рисунок 6 – Зависимость величин $W(m)$ от значения m

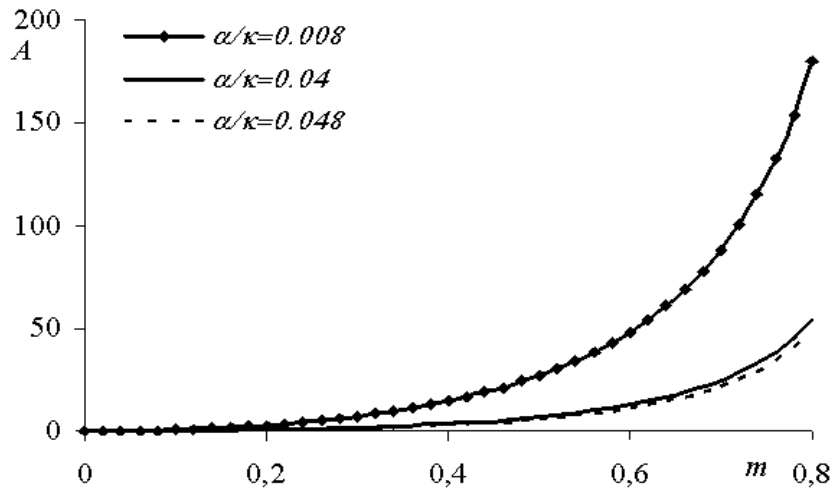


Рисунок 7 – Зависимость величин $A(m)$ от значения m при разных значениях $\frac{\alpha}{k}$

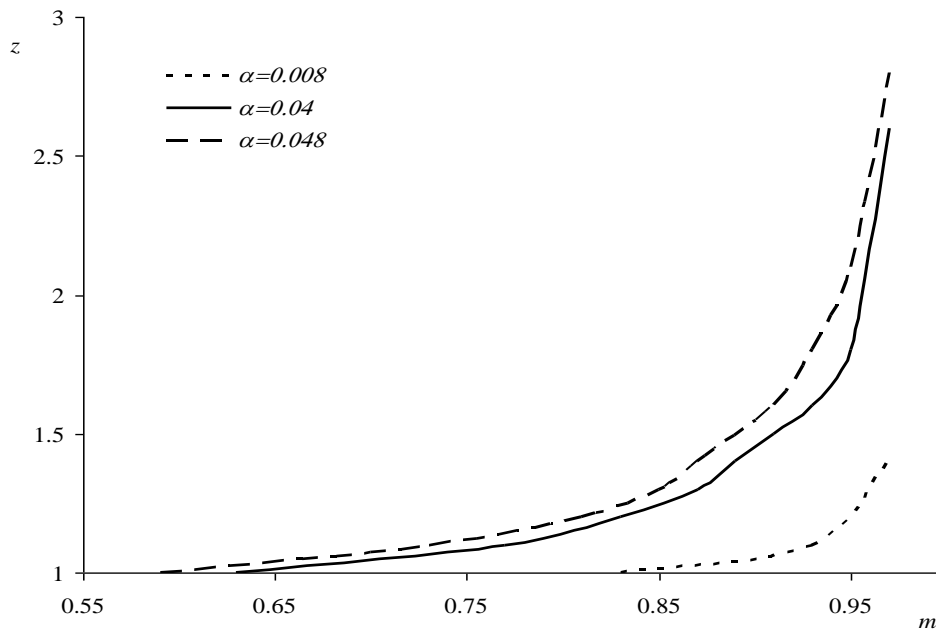


Рисунок 8 – Зависимость величин z_2 от значения m при различных значениях α

$$\frac{\alpha A(m)}{0,22z} - \sqrt{z-1}\sqrt{A(m)} + \ln(1 + \sqrt{z-1}\sqrt{A(m)}) = W(m), \quad (22)$$

$$A(m) = \frac{6,12m^2}{(1-m)^2 \left(\sqrt{1 + \frac{25(1+0,925m)}{(1-m)(1+0,322m)} \frac{\alpha}{k}} - 1 \right)},$$

$$W(m) = \ln\left(\frac{1+m}{1-m}\right) + \frac{2,575m-1}{1+0,925m} \frac{2m}{1-m}, \quad k = 1 + \kappa.$$

Решение уравнения (22) для рассматриваемых диапазонов входящих в него величин, было получено, численно, с помощью метода дихотомии отрезка (рис. 6). Для этой зоны также может быть использован профиль Шлихтинга, записанный, с учетом особенностей структуры потока, в следующем виде

$$\frac{u - U_W}{U_M - U_W} = \left(1 - \eta^{3/2}\right)^2, \quad (23)$$

$$\eta = \frac{n}{\delta}, \quad (24)$$

где U_M – максимальная скорость в зоне смешения, изменяющаяся по длине струи скорость; U_W – по-прежнему постоянна.

Величина максимальной скорости на нижней границе струи будет меняться по длине рассматриваемой области и на левой ее границе значение этой скорости рассчитывают с учетом выражений (6), (9), (12) – (14), (17) а также численного решения уравнения (22):

$$U'_M = U_W \left[1 + \frac{0,806}{\sqrt{z_2 - 1}} \frac{1-m}{m} \sqrt{\sqrt{1 + \frac{0,235\alpha(1+0,925m)}{(1-m)(1+0,322m)\beta^2}} - 1} \right]. \quad (25)$$

Результаты анализа численного решения (25), показывают, что с достаточной степенью точности рассматриваемую зависимость можно аппроксимировать следующей функцией:

$$\frac{U'_M}{U_W} = \frac{0,9079}{\alpha^{0,0114}} m^{0,3494 \ln(0,011\alpha)}.$$

Таким образом, разница скоростей на верхней и нижней границах струи в начале завершающего участка составит (рис. 9):

$$\Delta U = U_W \left(\frac{0,9079}{\alpha^{0,0114}} m^{0,3494 \ln(0,011\alpha)} - 1 \right).$$

Для оценки параметров зон смешения в предыдущих разделах были использованы известные формулы, однако для рассматриваемого участка турбулентной струи (рис. 10) таких формул нет, поэтому необходимо воспользоваться приближенным полуэмпирическим методом.

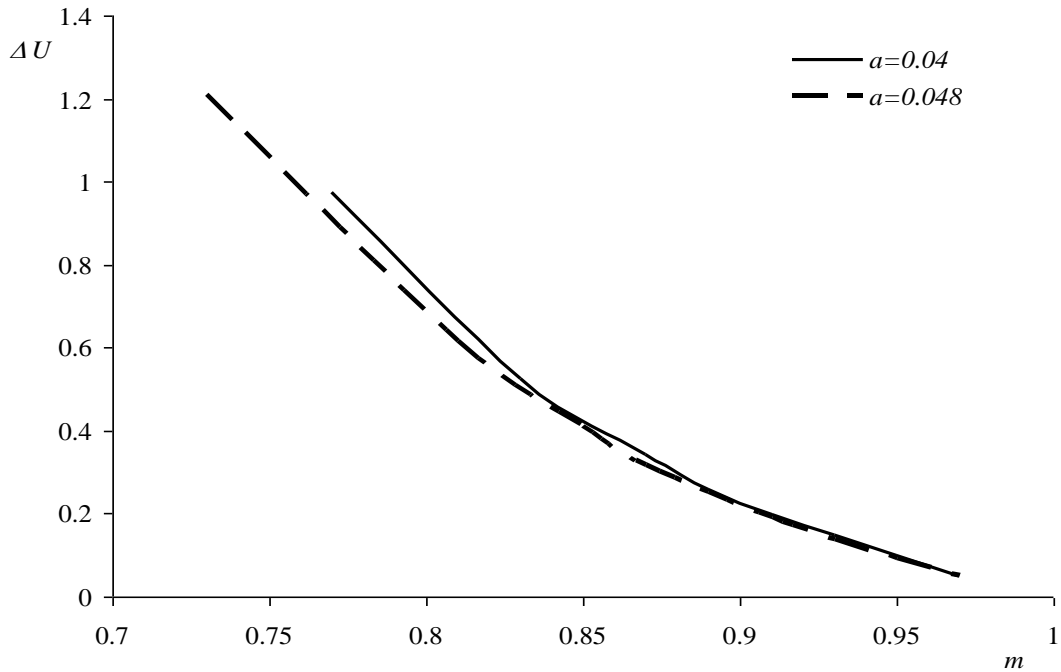


Рисунок 9 – Зависимость величин $\frac{\Delta U}{U_w}$ от значения m при различных значениях α

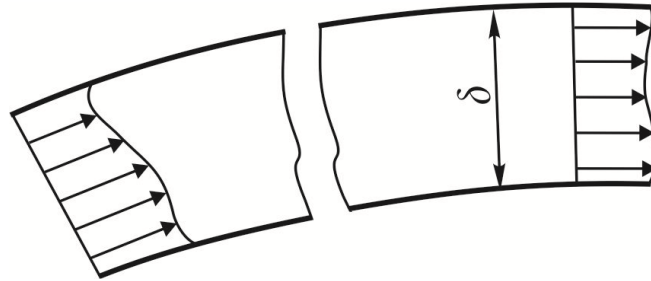


Рисунок 10 – Турбулентная струя

При этом в качестве ширины зоны смешения участвует толщина струи h :

$$\beta = \frac{l}{h} = 0,097. \tag{26}$$

Используем широко применяемый интегральный метод, согласно которому, умножив левую и правую части уравнения (1) на su , получим

$$\frac{\partial(su^3)}{\partial s} + \frac{\partial(svu^2)}{\partial n} = -2sl^2u \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2, \tag{27}$$

после чего, интегрируя уравнение (27) и уравнение неразрывности по n , полу-

чим уравнения вида

$$\int_0^h \frac{\partial(su)}{\partial s} dn + \int_0^h \frac{\partial(sv)}{\partial n} dn = 0, \quad (28)$$

$$\int_0^h \frac{\partial(su^3)}{\partial s} dn + \int_0^h \frac{\partial(sv u^2)}{\partial n} dn = - \int_0^h 2sl^2 u \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 dn. \quad (29)$$

Предполагая, что распределение продольной скорости по высоте струи подчиняется профилю Шлихтинга, то с использованием формул (23) и (24), для определения скорости и ее производной можно записать

$$u = U_W + (U'_M - U_W) \left(1 - \eta^{3/2} \right)^2, \quad (30)$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -\frac{3}{h} (U'_M - U_W) \left(1 - \eta^{3/2} \right) \sqrt{\eta}, \quad (31)$$

$$\eta = \frac{n}{h}, \quad (32)$$

где U'_M, U_W – скорости, соответственно на нижней и верхней границах струи.

Зависимости (30) – (32) позволяют, перейдя к пределам интегрирования от нуля до 1, после соответствующих преобразований получить удобные выражения для рассматриваемых интегралов:

$$\int_0^h u \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 dn = \frac{16,849}{h^2} (U'_M - U_W)^3, \quad (33)$$

$$\int_0^h u^3 dn = -9,44 \left(U'_M{}^3 - 3,1 U'_M{}^2 U_W + 3,1 U'_M U_W^2 - 1,1 U_W^3 \right) h. \quad (34)$$

Правая часть выражения (34) без потери точности может быть заменена кубом разности соответствующих скоростей:

$$\int_0^h u^3 dn = -9,44 (U'_M - U_W)^2 h. \quad (35)$$

С учетом кинематическими условиями на нижней и верхней границе струи, а также формул (9) – (11) [5] и (29) – (35), уравнения (28) и (29) преобразуются к следующему виду:

$$G = [U_W + 0,45(U'_M - U_W)]sh, \quad (36)$$

$$\frac{d}{ds} [(U'_M - U_W)^3 sh] = -3,57 \frac{l^2 s}{h^2} (U'_M - U_W)^3. \quad (37)$$

С учетом величин скоростей на верхней и нижней границах струи формулу (36) можно упростить следующим образом:

$$\frac{G}{U_W} = sh,$$

что позволяет, с учетом выражения (26) уравнение (37) преобразовать к виду:

$$\frac{1}{(U'_M - U_W)} \frac{d(U'_M - U_W)}{ds} = -0,011 \frac{U_W}{G} s. \quad (38)$$

Решение уравнения (38) при неоднородных начальных условиях записывается в виде экспоненциальной функции

$$U'_M - U_W = \Delta U e^{-0,006 \frac{U_W}{G} s^2}. \quad (39)$$

Учитывая асимптотический характер экспоненты в области нуля и бесконечности, для оценки длины струи на котором произойдет выравнивание скоростей, будем использовать следующее предположение:

$$\frac{U'_M - U_W}{\Delta U} = 10^{-n}, \quad (40)$$

где ΔU – разность скоростей на верхней и нижней границах струи в начале завершающего участка; n – степень точности, целое и положительное число.

С учетом (40) решение (39) может быть переписано в следующем виде (рис. 11):

$$s_n = 20 \sqrt{\frac{nG}{U_W}}. \quad (41)$$

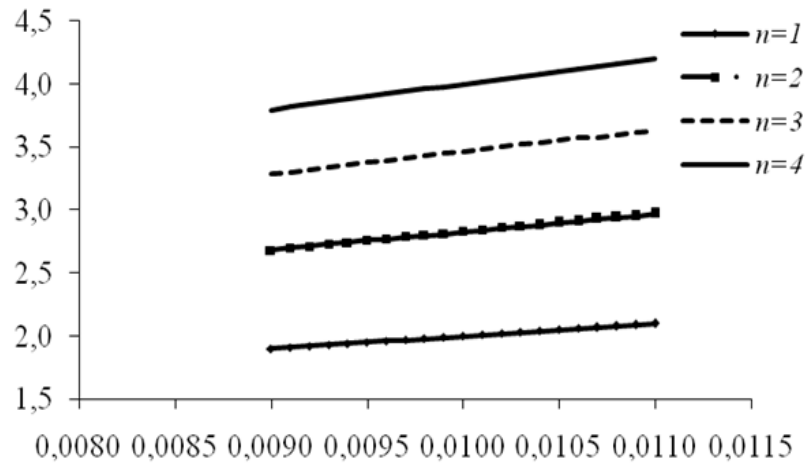


Рисунок 11 – Залежність s_n від кінематических характеристик струї при різних значення n

Однако формула (41) показує, наскільки сильно знижується відносна величина, а для оцінки абсолютного значення довжини розглянутого участка струї необхідно формули (28) і (39) розглядати спільно:

$$U'_M - U_W = U_W \left(\frac{0,9079}{\alpha^{0,0114}} m^{0,3494 \ln(0,011\alpha)} - 1 \right) e^{-0,006 \frac{U_W}{G} s^2}. \quad (42)$$

Применяя к выражению (42) аналогичный подход запишем следующее неравенство

$$U_W \left(\frac{0,9079}{\alpha^{0,0114}} m^{0,3494 \ln(0,011\alpha)} - 1 \right) e^{-0,006 \frac{U_W}{G} s^2} \leq 10^{-n},$$

которое несложно преобразовать к виду (рис. 12):

$$S \geq 12,91 \sqrt{\ln \left(m^{0,3494 \ln(0,011\alpha)} - 1,1\alpha^{0,0114} \right) - \ln(1,1\alpha^{0,0114}) + \ln V},$$

$$V = 10^n U_W,$$

$$S = s_F \sqrt{\frac{U_W}{G}}.$$

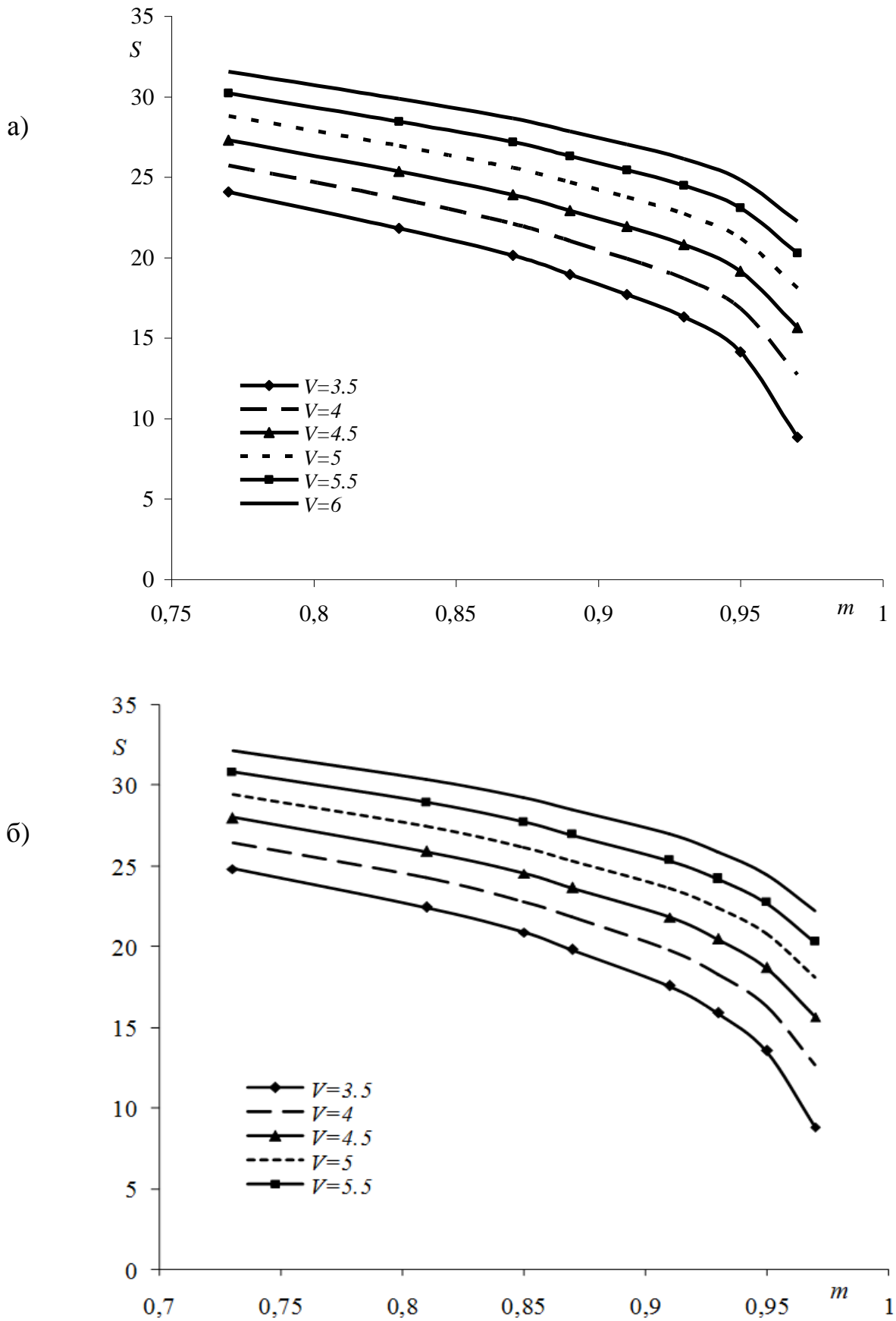


Рисунок 12 – Зависимость S от кинематических характеристик струи при разных значения α : А) $\alpha = 0,04$; Б) $\alpha = 0,048$

Выводы. Таким образом, получены выражения для определения всех параметров двухслойной струи, необходимых для анализа процесса движения в ней частиц твердого материала. В заключении на основании полученных уравнений получены зависимости длины зоны смешения от кинематических характеристик струй.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блюсс, Б.А. Проблемы гравитационного обогащения титано-цирконовых песков / Б.А. Блюсс, А.М. Сокил, О.Г. Гоман. – Днепропетровск: Полиграфист, 1999. – 190 с.
2. Сокур, А.К. Обзор гравитационных технологий обогащения угольных шламов нефлотационной крупности / А.К. Сокур // Збагачення корисних копалин: Наук.-техн. зб. / НГУ. – Днепропетровск, 2012. – Вип.50(92). – С. 126 – 136.
3. Булава, Ю.И. Гидрогрохочение и обесшламливание при обогащении углей / Ю.И. Булава, А.Д. Полулях. – Днепропетровск: Полиграфист, 2000. – 175 с.
4. Блюсс, Б.А. Совершенствование технологий предобогащения ильменитовых руд / Б.А. Блюсс, Н.А. Головач. – Днепропетровск: Полиграфист, 1999. – 126 с.
5. Сокур, А.К. Оценка динамических параметров радиальной струи однородной жидкости / А.К. Сокур // Збагачення корисних копалин: Наук.-техн. зб./ НГУ – Днепропетровск, 2014. – Вып. 56(97). – С. 115-126.
6. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя / под ред. Л.Г. Лойцянского. – М.: Наука, 1969. – 742 с.
7. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1978. – 736 с.
8. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1969. – 824 с.
9. Абрамович, Г.Н. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович. – М.: Физматгиз, 1960. – 167 с.
10. Хинце, И.О. Турбулентность: ее механизм и теория/ И.О. Хинце. – М.: Физматгиз, 1963. – 680 с.

REFERENCES

1. Blyuss, B.A., Sokil, A.M. and Goman, O.G. (1999), *Problemyi gravitatsionnogo obogascheniya titano-tirkonovyih peskov* [Problems gravity separation of titanium-zircon sand], Poligrafist, Dnepropetrovsk, Ukraine.
2. Sokur, A.K. (2012), “Overview gravitational enrichment technologies coal sludge nonflotation size”, *Zbagachennia korysnykh kopalyn*, no. 50(92), pp. 126-136.
3. Bulava Yu.I. and Polulyah, A.D. (2000), *Gidrogrohochenie i obesshlamlivanie pri obogaschenii ugley* [Hydro screening and desliming the enrichment of coal], Poligrafist, Dnepropetrovsk, Ukraine.
4. Blyuss, B.A. and Golovach, N.A. (1999), *Sovershenstvovanie tehnologiy predobogascheniya ilmenitovyih rud* [Improving technology of preliminary ilmenite ore], Poligrafist, Dnepropetrovsk, Ukraine.
5. Sokur, A.K. (2014), «Evaluation of dynamic parameters of the radial jet homogeneous fluid», *Zbagachennia korysnykh kopalyn*, no. 56(97), pp. 115-126.
6. Shlikhting, G. (1969), *Tyeoriay pogranychnoy sloay* [Boundary-layer theory], Nauka, Moscow, SU.
7. Loytsyanskiy, L.G. (1978), *Mekhanika zhidkosti i gaza* [Mechanics of liquid and gas], Nauka, Moscow, SU.
8. Abramovich, G.N. (1969), *Prikladnaya gazovaya dinamika* [Applied Gas Dynamics], Nauka, Moscow, SU.
9. Abramovich, G.N. (1960), *Tyeoriay turbulentnykh struy* [The theory of turbulent jets], Fizmatgiz, Moscow, SU.
10. Khintse, I.O. (1963), *Turbulentnost eye mekhanizm i teoriya* [Turbulence theory and its mechanism], Fizmatgiz, Moscow, SU.

Об авторах

Полулях Александр Данилович, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры обогащения полезных ископаемых, Государственное высшее учебное заведение «Национальный горный университет» (Государственный ВУЗ «Национальный горный университет»), Днепропетровск, Украина

Сокур Анна Константиновна, аспірант кафедри обогачення корисних копалин, Государственное высшее учебное заведение «Национальный горный университет» (Государственный ВУЗ «Национальный горный университет»), Днепропетровск, Украина, sokuranna7@gmail.com

Лапшин Евгений Семенович, доктор технических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, Институт геотехнической механики им. Н.С. Полякова Национальной академии наук Украины (ИГТМ НАН Украины), Днепропетровск, Украина, igtmnanu@yandex.ru

About the authors

Polulyakh Aleksandr Danilovich, Doctor of Technical Sciences (D.Sc.), Professor, Professor of Mineral Dressing Department, State Higher Educational Institution “National Mining University” (State HEI “NMU”), Dnepropetrovsk, Ukraine

Sokur Anna Konstantinovna, Doctoral Student of Mineral Dressing Department, State Higher Educational Institution “National Mining University” (State HEI “NMU”), Dnepropetrovsk, Ukraine, sokuranna7@gmail.com

Lapshin Yevgeniy Semenovich, Doctor of Technical Sciences (D.Sc), Senior Researcher, Principal Researcher, M.S. Polyakov Institute of Geotechnical Mechanics under the National Academy of Sciences of Ukraine (IGTM, NASU), Dnepropetrovsk, Ukraine, igtmnanu@yandex.ru

Анотація. В статті викладено результати визначення гідродинамічних і геометричних параметрів двошарового струменя, необхідного для аналізу процесу руху в ньому частинок твердого матеріалу.

На основі теорії турбулентних струменів з використанням моделі ідеальної рідини розглянуто процеси змішування струменів, що рухаються з різними швидкостями (причому швидкість нижнього струменя більше швидкості верхнього) та створення після їх змішування двошарового струменя. Розглянуто основні зони змішування: початкова зона, в якій для одних параметрів змішування використано профіль швидкостей у вигляді профілю Шліхтінга, і основна зона, в якій для їх визначення використано напівемпіричний метод.

У висновку на підставі розглянутих рівнянь отримано залежності довжини зони змішування від кінематичних характеристик струменів.

Ключові слова: гідродинамічні струмені, зони змішування, двошаровий струмінь, параметри, турбулентність.

Abstract. The paper represents results on determining hydrodynamic and geometric parameters of the two-layer jet, which are needed for analyzing process of solid material particles moving in the jet.

Shifting processes of the jets moving with different velocities (velocity of the lower jet is greater than velocity of the upper jet) and formation of a two-layer jet after the jets mixing are considered on the basis of a theory of turbulent jets and model of the frictionless liquid. Main zones of shifting are considered: an initial zone where velocity profile in the form of the Shlichting profile is used for some parameters of the shifting, and a main zone where a semiempirical method is used for determining these parameters.

On the grounds of the obtained equations the dependences between length of the mixing range and kinematic characteristics of jets are obtained.

Keywords: hydrodynamic jets, mixing ranges, two-layer jet, parameters, turbulence.

Статья поступила в редакцию 10.12.2014

Рекомендовано к печати д-ром техн. наук В.П. Надутым