

УДК 669.015+66.063.62

UDC 669.015+66.063.62

**ЯВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА  
ТОНКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОЙ  
ФАЗЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СЕПАРАТОРОВ****TURBULENT TRANSFER EFFECTS OF THE  
FINE PARTICLES IN THE LIQUID PHASE OF  
DYNAMIC SEPARATORS**Лаптев Анатолий Григорьевич  
д.т.н., профессорLaptev Anatoly Grigorevich  
Dr.Sci.Tech., professorБашаров Марат Минниахматович  
соискательBasharov Marat Minniakhmatovich  
applicant for degreeФарахова Альбина Ильгизьяровна  
аспирант  
*Казанский Государственный Энергетический  
Университет, Казань, Россия*Farahova Albina Ilgizjarovna  
postgraduate student  
*Kazan State Power Engineering University, Kazan,  
Russia*

Рассмотрено турбулентное движение жидкости с дисперсной фазой в каналах тонкослойных отстойников и гидроциклонах. Сделана оценка размеров частиц, увлекаемых турбулентными пульсациями. Рассматривается подход, когда турбулентное осаждение мелкодисперсной фазы представляется как разновидность диффузионного процесса. Используя уравнения из теории массопередачи и турбулентного пограничного слоя, получены выражения коэффициентов скорости переноса частиц. Представлены результаты расчетов эффективности турбулентной сепарации

The turbulent movement of the liquid with dispersed phase in the channels of thin layer clarifiers and hydrocyclones is reviewed. The evaluation of the dimensions of the particles, which are taken by the turbulent pulsation is performed. The turbulent sedimentation of the fine phase is researched as a type of a process of diffusion. Using the equations from the theory of mass transfer and the edge of the turbulent level, the coefficients of the speed of the transfer of the particles are acquired. The results of the calculations, covering the effectiveness of the turbulent separation are provided, with the use of the models of perfect mixing and displacement

Ключевые слова: РАЗДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСИЙ,  
ТУРБУЛЕНТНАЯ МИГРАЦИЯ,  
КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА,  
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОСАЖДЕНИЯ,  
ТОНКОСЛОЙНОЕ ОТСТАИВАНИЕ,  
ГИДРОЦИКЛОН

Keywords: SEPARATION OF DISPERSIONS,  
TURBULENT MIGRATION, TRANSFER  
COEFFICIENTS, SEDIMENTATION  
EFFECTIVENESS, FINE LAYER SETTLEMENT,  
HYDROCYCLONE.

## ВВЕДЕНИЕ

Различают два вида жидких дисперсных смесей: суспензии – смеси жидкости с твердыми частицами; эмульсии – смеси жидкости с каплями другой жидкости. Суспензии в зависимости от размеров твердых частиц (в мкм) условно подразделяют на грубые (более 100), тонкие (0,5 - 100) и мути (0,1 – 0,5). В эмульсиях размеры дисперсной фазы (капель) могут находится в широких пределах. Многие эмульсии под действием силы тяжести расслаиваются, однако если размеры капель менее 0,5 мкм эмульсии становятся устойчивыми.

Процессы разделения суспензий (осаждением, фильтрованием, центрифугированием и другими методами) являются составной частью производств в химической, нефтехимической, нефтеперерабатывающей, угольной промышленности и водоподготовки на ТЭС. Поэтому актуальной задачей является разработка теоретических подходов к расчету аппаратов разделения дисперсных сред.

### **ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ**

Сепарация дисперсной фазы из суспензий или эмульсий может происходить в результате диффузионного, гравитационного, инерционного и турбулентного осаждения. В статье рассмотрена математическая модель, которая учитывает диффузионный и турбулентный механизмы.

Гидродинамика взвешенных частиц в турбулентной среде отличается гораздо большей сложностью и интенсивностью, чем в ламинарной. Это обусловлено тем, что частицы реагируют на беспорядочные турбулентные пульсации среды и совершают под их влиянием пульсационные (колебательные) движения относительно несущих их молей и беспорядочные перемещения вместе с молями среды. Расчёты показывают, что только достаточно крупные частицы (более 3-5 мм, в зависимости от гидродинамических условий среды и плотностей взаимодействующих фаз) не участвуют в турбулентных пульсациях среды. Для более мелких частиц при моделировании гидродинамических процессов в многофазных системах турбулентное пульсационное движение частиц необходимо учитывать.

Для объяснения механизма и расчёта скорости этого вида осаждения, называемого турбулентно - инерционным, предложен ряд теоретических моделей [1-5]. В зависимости от принятого основного механизма различают: свободно-инерционные модели, в основу которых положена концепция свободного инерционного выброса частиц из пристенных

турбулентных вихрей; конвективно-инерционные, которые связывают процесс осаждения с инерционными эффектами при вторжении крупномасштабных вихрей в пограничный слой; подъемно-миграционные, связывающие осаждение с их подъемной миграцией и инертностью; эффективно-диффузионные, исходящие из предположения, что в пристеночной области коэффициент турбулентной диффузии частиц выше коэффициента турбулентной диффузии несущей среды за счёт инертности и другие, менее чётко выраженные модели.

Одна из концепций свободного инерционного движения частиц из турбулентного потока к стенке сводится к утверждению, что в пристеночной области турбулентного потока имеет место инерционный выброс частиц из несущих их турбулентных вихрей в направлении стенки. Вблизи ламинарной прослойки (т.е. при приближении к вязкому подслою) турбулентные вихри притормаживают своё движение до нуля, а взвешенные частицы в силу инерции продолжают свой путь через заторможенный слой вплоть до стенки. Длина свободного инерционного пробега частицы равна  $l = v_{po} \tau_p$ , где  $v_{po}$  - начальная скорость движения частицы, принимается равной скорости турбулентных пульсаций  $v_o$ ,  $\tau_p$  - время релаксации частицы:

$$\tau_p = \frac{\rho_c d_c^2}{18\mu_{ж}}, \quad (1)$$

где

$\rho_c$  - плотность частицы, кг/м<sup>3</sup>;

$d_c$  - диаметр частицы, м;

$\mu_{ж}$  - динамическая вязкость среды, Па·с.

Результаты, полученные с использованием перечисленных выше теоретических моделей, часто противоречивы и не позволяют достоверно оценить скорость или интенсивность турбулентного осаждения частиц [1].

Ключ к пониманию механизма и расчёту скорости турбулентно - инерционного осаждения даёт явление поперечной миграции частиц к поверхности канала [1, 2]. Физическая основа появления миграции частиц в сторону стенки заключается в следующем: мелкая, легко увлекаемая средой частица, в ходе движения среды совершает идентичное движение практически с тем же ускорением  $\alpha_i$ , что и среда. Если масса частицы равна  $m_q$ , то это означает, что частица обладает инерционной силой, равной  $F_i = m_q \alpha_i$ .

Наличие в потоке градиента скорости поперечных пульсаций приводит к возникновению конвективного ускорения в поперечном направлении

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \mu_p \frac{dw^2}{dy}, \quad (2)$$

где

$$\mu_p = (1 + \omega^2 \tau_p^2)^{-0.5};$$

$\omega$  – частота пульсаций среды,  $s^{-1}$ ;

$w$  – скорость поперечных пульсаций среды, м/с;

$y$  – поперечная координата, м.

При колебательном движении к стенке частица попадает в область пониженных скоростей среды и опережает движение турбулентных пульсаций среды в силу своей инерции. В результате, после нескольких колебаний частица смещается к стенке. Приравнивая силу инерции силе сопротивления среды движению частицы, равную по Стоксу  $F_c = -3\pi\mu_{жс}d_q u_i$ , для скорости поперечного перемещения (турбулентной миграции) частицы известно выражение:

$$u_i = -\frac{1}{2} \tau_p \frac{dw^2}{dy}. \quad (3)$$

Оценочные расчёты скорости турбулентной миграции по формуле (3) с использованием эмпирических зависимостей [1] показывают, что для высокодисперсных частиц, полностью увлекаемых турбулентными пульсациями, при обычных значениях основных параметров течения, ускорение в поперечном направлении превосходит ускорение свободного падения  $g$  от 3 до 3000 раз. Следовательно, скорость миграции может значительно превышать скорость гравитационного осаждения.

Выражение (3) получено в предположении полного увлечения частицы турбулентными пульсациями среды. В реальных условиях движение частицы складывается из множества периодических свободных инерционных пробегов частицы, совершаемых ею в ходе совместного движения с пульсациями среды со случайной частотой и амплитудой скорости, и описывается уравнением, которое для моногармонических пульсаций в радиальном направлении принимает вид [1]:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{1}{\tau_p} \frac{dy}{dt} = \frac{V(y_0)}{\tau_p} \sin(\omega t), \quad (4)$$

где  $V(y_0)$  - амплитуда скорости пульсаций среды.

Дифференциальное уравнение (4) с начальными условиями  $y = y_0$  и  $\frac{dy}{dt} = 0$  при  $t = 0$  в общем случае может решаться только численными методами. Среднее по периоду пульсаций значение скорости миграции равно:

$$u_t(y_0) = -\frac{1}{2} \mu_p^2 \tau_p V(y_0) \frac{dV(y_0)}{dy}. \quad (5)$$

После перехода к безразмерным значениям входящих в (5) параметров

$$u_t^+(y_0^+) = \frac{u_t(y_0)}{u_*}; \quad \tau^+ = \frac{\tau_p u_*^2}{\nu_{ж}}; \quad V^+(y^+) = \frac{V(y_0^+)}{u_*}; \quad u T^+ = \frac{T_E u_*^2}{\nu_{ж}}, \quad (6)$$

где

$u_*$  – динамическая скорость трения на стенке, м/с;

$\nu_{жс}$  – кинематическая вязкость среды, м<sup>2</sup>/с;

$T_E$  – период пульсаций среды ( $T_E = 1/\omega$ );

$T^+$  – безразмерный период энергоёмких пульсаций среды;

можно получить формулу для безразмерной скорости турбулентной миграции частиц [1]:

$$u_t^+(y_0^+) = -\frac{1}{2} \mu_p^2 \tau^+ V^+(y_0^+) \frac{dV^+(y_0^+)}{dy^+}. \quad (7)$$

Безразмерное миграционное смещение частицы в этом случае определяется формулой

$$\Delta y_t^+(y_0^+) = u_t^+(y_0^+) T^+. \quad (8)$$

Решение (7) позволяет получить в первом приближении обобщённую кривую распределения значений скорости турбулентной миграции частиц по поперечному сечению потока, в котором распределение поперечной составляющей пульсационной скорости среды описывается формулами:

при значении коэффициента  $A \approx 0,02$ ,

$$y^+ \approx 21,4,$$

$$w^+(y^+) = A(y^+)^{3/2} \exp(-0,05 y^+) \text{ для } y^+ \leq y_i^+, \quad (9)$$

$$w^+(y^+) = \frac{y^+}{\left(\frac{0,53}{R^+}\right) y^{+2} + 0,85 y^+ + 14} \text{ для } y^+ > y_i^+, \quad (10)$$

где

$y^+ = u_* y / \nu_{жс}$  – безразмерная координата;

$R$  – радиус канала, м.

Решение (7) можно представить в виде

$$u_t^*(y_0^+) = -\frac{u_t^+(y_0^+)}{\frac{1}{2} \mu_p^2 \tau^+}, \quad (11)$$

и подставить справа соответствующие выражения для амплитуды пульсационной скорости и её градиента в рассматриваемой точке потока.

При  $y^+ \leq y_i^+$ , когда безразмерная пульсационная скорость среды описывается формулой (9), а её ускорение равно:

$$\frac{dw^+(y^+)}{dy^+} = A(y^+)^{1/2} \exp(-0,05y^+) (1,5 - 0,05y^+), \quad (12)$$

$$u_t^*(y_0^+) = 2A^2 y^{+2} \exp(-0,05y^+) (1,5 - 0,05y^+), \quad (13)$$

при  $y^+ > y_i^+$ , когда пульсационная скорость среды описывается формулой (10), а её ускорение имеет вид:

$$\frac{dw^+(y^+)}{dy^+} = \frac{14 - \left(\frac{0,53}{R^+}\right)y^{+2}}{\left[\left(\frac{0,53}{R^+}\right)y^{+2} + 0,85y^+ + 14\right]^2}, \quad (14)$$

$$u_t^*(y_0^+) = \frac{14y^+ - \left(\frac{0,53}{R^+}\right)y^{+3}}{\left[\left(\frac{0,53}{R^+}\right)y^{+2} + 0,85y^+ + 14\right]^3}. \quad (15)$$

Совместно обе зависимости дают обобщённую кривую распределения значений скорости турбулентной миграции малых частиц по поперечному сечению потока. Экспериментально установлено, что максимальное значение скорости поперечной турбулентной миграции частиц  $(u_t)_{\max}$  приходится на координату  $y^+ \approx 12,68$  (т.е. вблизи вязкого подслоя):

$$(u_t)_{\max} \approx 39,18A^2 \mu_p^2 \tau^+ u_* \approx 0,015 \mu_p^2 \tau^+ u_*. \quad (16)$$

При увеличении координаты  $y$  эффективная и средняя скорость миграции быстро уменьшаются. Расчёт можно ограничить областью, в которой их абсолютное значение существенно отличается от нуля:

$$u_t = 0, \text{ при } y_{кр} = 5,14 \sqrt{\frac{u_* R}{\nu_{ж}}}. \quad (17)$$

Таким образом, турбулентная миграция, вызванная действием градиента скорости поперечных турбулентных пульсаций, оказывает сильное влияние на частицы диаметром менее 100 мкм, значительно превышает скорость осаждения и соизмерима со скоростью среды. Она

действует в пограничном слое в противоположном направлении к действию подъёмной миграции, инициируемой продольными пульсациями.

В соответствии с теорией турбулентной миграции можно классифицировать частицы по группам на основании индекса инерционности  $\omega_E \tau_p$  (рисунок 1), где  $\omega_E$  – угловая частота турбулентных низкочастотных пульсаций энергоёмких вихрей,  $\text{с}^{-1}$ . По экспериментальным данным [1] при значениях  $\omega_E \tau_p < 0,01$ , степень увлечения частиц турбулентными пульсациями среды достигает 100% ( $\overline{\mu_p^2} = 1$ ),  $\overline{\mu_p^2} = (1 - \omega_E \tau_p)^{-1}$ .

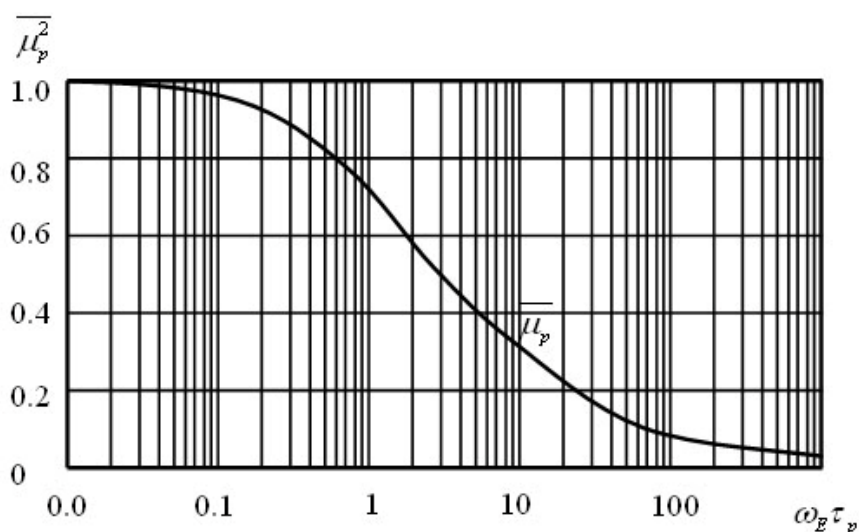


Рисунок 1. Зависимость средней степени увлечения частиц от индекса инерционности [1,4]

Поэтому на основе выражения для степени увлечения, полученного в работе [1], для частиц практически полностью увлекаемых турбулентными пульсациями среды можно записать условие:

$$\omega_E \tau_p = \frac{\pi \rho_v d_v^2 f}{9 \mu_{\text{ж}}} < 0,01. \quad (18)$$



Учитывая, что по Таунсенду  $\omega_E \approx u_* / 0,1R$  и  $\tau_p$  по (1) с динамической скоростью  $u_* = W_{ж} \sqrt{C_f / 2}$  получено выражение для оценки диаметра частиц

$$d_u < 0,3 \sqrt{\frac{\mu_{ж}}{\pi \rho_u f}} = 0,134 \sqrt{\frac{R \mu_{ж}}{\rho_u u_*}} = 0,134 \sqrt{\frac{R \mu_{ж}}{\rho_u W_{ж} \sqrt{C_f / 2}}}, \quad (19)$$

где

$\omega_E = 2\pi f$  – угловая частота энергоёмких пульсаций,  $c^{-1}$ ;

$f$  – частота турбулентных пульсаций среды,  $c^{-1}$ ;

$C_f$  – коэффициент гидравлического трения канала ( $C_f = f(Re)$ ).

При больших значениях индекса инерционности  $\omega_E \tau_p > 100$  степень увлечения приближается к нулю ( $\overline{\mu_p^2} \approx 0$ ), (см. рисунок 1). По аналогии с (18) и (19) получаем выражения для частиц, не увлекаемых турбулентными пульсациями

$$\omega_E \tau_p = \frac{\pi \rho_u d_u^2 f}{9 \mu_{ж}} > 100. \quad (20)$$

Отсюда имеем

$$d_u > 30 \sqrt{\frac{\mu_{ж}}{\pi \rho_u f}} = 13,4 \sqrt{\frac{R \mu_{ж}}{\rho_u u_*}}. \quad (21)$$

Следует отметить, что динамическую скорость  $u_*$  (коэффициент трения  $C_f$ ) в выражениях (19), (21) необходимо вычислять с учетом шероховатости поверхности сепарирующих пластин, вызванную осевшими дисперсными частицами. Для этого можно использовать известные полуэмпирические зависимости и диаграммы. Кроме этого наличие в жидкости твердых частиц и капель также вызывает повышение гидравлического сопротивления канала. Для этого используется известная зависимость  $\xi_d = \xi(1 + 2,5C)$ , где  $\xi_d$  и  $\xi$  коэффициенты сопротивления с учетом дисперсной фазы и для гомогенной жидкости, соответственно;  $C$  – концентрация дисперсной фазы в канале, кг/кг.

Из уравнений (19) и (21) следует, что частица, взвешенная в турбулентном потоке, тем точнее следует за пульсациями среды, чем меньше её радиус и плотность, чем больше вязкость среды и ниже частота её пульсаций.

В результате, весь спектр осаждающихся частиц можно разделить на три основные группы:

I группа – частицы, полностью увлекаемые турбулентными пульсациями среды. Их диаметр должен удовлетворять условию (19);

II группа – частицы, обладающие некоторой инерционностью по отношению к увлечению турбулентными пульсациями:

$$0,134 \sqrt{\frac{R\mu_{жс}}{\rho_q u_*}} < d_q < 13,4 \sqrt{\frac{R\mu_{жс}}{\rho_q u_*}} . \quad (22)$$

III группа – частицы, не увлекаемые турбулентными пульсациями среды; должна удовлетворять условию (21).

Каждая группа частиц характеризуется действием на них определённых сил и факторов, и тем самым определённым поведением в турбулентном потоке.

### КОЭФФИЦИЕНТЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА

Эмпирические формулы для скорости турбулентного осаждения частиц в газах достаточно многообразны [1] и могут быть представлены в виде следующих зависимостей при значениях коэффициентов:

$$a = -0,7 \div 0,7 ;$$

$$n = 1 \div 1,5 ;$$

$$A_0 = 0,9^2 A ;$$

$$A = (2,8 \div 7,25) \cdot 10^{-4}$$

$$u_t = a + u_m^n , \quad (23)$$

$$u_t^+ = A_0 (l_t^+)^2 = A (\tau^+)^2 , \quad (24)$$

где

$u_t^+ = \frac{u_t}{u_*}$  – безразмерная скорость турбулентной миграции;

$l_t^+ = l_t u_* / \nu_{ж}$  – средняя безразмерная длина свободного инерционного пробега частицы,  $l_t \approx 0,9 u_* \tau_p$ ;

$\tau^+$  – безразмерное время релаксации,  $\tau^+ = \tau_p u_*^2 / \nu_{ж}$ .

Зависимости (23)–(24) получены при турбулентном движении аэрозолей и запыленных газов в трубах и не могут использоваться для расчета  $u_t$  в тонкослойных отстойниках и гидроциклонах.

Скорость миграции  $u_t$  характеризует интенсивность осаждения частиц из турбулентного потока на стену канала  $u_t = j/c$  или  $j = u_t c$ , где  $j$  – удельный поток частиц к стенке, кг/(м<sup>2</sup>с);  $c$  – средняя по поперечному сечению концентрация частиц, кг/м<sup>3</sup>.

Выражение  $j = u_t c$  является аналогом известного уравнения массоотдачи  $j = \beta \Delta c$ , где  $\beta$  – коэффициент массоотдачи, м/с;  $\Delta c$  – движущая сила массоотдачи (разность концентраций в ядре потока и на поверхности).

Отсюда следует, что  $u_t = \beta_d$  для процесса осаждения тонкодисперсных частиц. Теоретические методы определения коэффициента переноса дисперсной фазы  $\beta_d$  позволяют выполнять расчеты эффективности сепараторов с минимальным привлечением экспериментальных данных.

Используем известный подход, когда турбулентное осаждение мелкодисперсной фазы рассматривается как разновидность диффузионного процесса с использованием обычных уравнений из теории массопередачи.

Для очень малых частиц ( $\omega_E \tau_p \ll 1$ ) (условие (19)) их движение практически ничем не отличается от движения несущих турбулентных

вихрей среды и тогда  $D_d = D_T$ , где  $D_d, D_T$  – коэффициенты турбулентной диффузии частиц и среды,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Запишем удельный поток частиц используя аналог первого закона Фика

$$j = -(D_d + D_{\delta p}) \frac{dc}{dy}, \quad (25)$$

где  $D_{\delta p}$  – коэффициент броуновской диффузии,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Сопротивление переносу частиц в пристенном слое с учетом броуновской и турбулентной диффузии запишем в виде [6]:

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_0^{\delta} \frac{j^* dy}{D_{\delta p} + D_d}, \quad (26)$$

где  $j^*$  – безразмерная плотность потока частиц.

Для частиц II группы (условие (22)) коэффициент турбулентной диффузии частиц можно определить по выражению [1]

$$D_d = \frac{D_T}{1 + \omega_E \tau_p}. \quad (27)$$

Обычно с небольшой погрешностью допускают  $D_T \approx \nu_T$ , где  $\nu_T$  – коэффициент турбулентной вязкости,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

В выражении (27)

$$\omega_E = \frac{u_*}{0,1R}, \tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_{ж}}.$$

Очень маленькие частицы подвержены воздействию броуновского (теплового) движения молекул. Перемещение частиц в этом случае описывается уравнением Эйнштейна, согласно которому средний квадрат смещения частицы  $\overline{\Delta x^2}$  составляет  $\Delta x^2 = 2D_{\delta p}T$ , где  $T$  – абсолютная температура среды, °К. При справедливости закона Стокса, когда размер частиц больше среднего пути пробега молекул, коэффициент диффузии вычисляют по выражению

$$D_{\delta p} = \frac{K_{\delta} T}{3\pi\mu_{ж} d_{\psi}}, \quad (28)$$

где  $K_{\delta}$  – константа Больцмана.

В литературе известны различные модели турбулентности и функции для  $v_T(y)$  [1, 2, 4-7].

**Модель Прандтля.** Двухслойная модель Прандтля предлагает молекулярный перенос в вязком подслое и турбулентный за его пределами. В вязком подслое  $v_T = 0$ , а при  $y > \delta_1$ ,  $v_T = \chi u_* y$  где  $\chi = 0,4$  – константа Прандтля. Тогда сопротивление переносу мелкодисперсной фазы в пристенном слое запишем в виде

$$\frac{1}{\beta_d} = \frac{\Delta c}{j} = \int_0^{\delta} \frac{j^* dy}{D_{\delta p} + D_d} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{\delta p}} + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{D_d}, \quad (29)$$

где

$\delta_1$  – толщина вязкого подслоя, м;

$\delta$  – толщина турбулентного пограничного слоя, м. Для каналов рекомендуется  $\delta \approx 0,4R$ .

После интегрирования (29) получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{(1 + \omega_E \tau_p) \left[ R_1 Sc_{\delta p} + \frac{1}{\chi} \ln \left( \frac{R_{\delta}}{R_1} \right) \right]}, \quad (30)$$

где

$R_1 = \frac{u_* \delta_1}{\nu_{ж}}$  – безразмерная толщина вязкого подслоя (в модели

Прандтля  $R_1 = 11,6$ );

$R_{\delta} = \frac{u_* \delta}{\nu_{ж}}$  – безразмерная толщина турбулентного пограничного слоя;

$Sc_{\delta p} = \frac{\nu_{ж}}{D_{\delta p}}$  – число Шмидта для частиц.

Безразмерная толщина вязкого подслоя на шероховатой поверхности будет отличаться от  $R_1 = 11,6$  на гладкой пластине [7]. Для пограничного

слоя с различными возмущениями (шероховатость, двухфазность и т.п.) получено [6]

$$R_{Im} = 11,6 \sqrt{\frac{C_{f0}}{C_{fm}}}, \quad (31)$$

где  $C_{f0}, C_{fm}$  – коэффициенты трения для гладкой пластины и шероховатой, соответственно.

**Модель Кармана.** В трехслойной модели Кармана функции турбулентного обмена имеют вид:

- в вязком подслое при  $y^+ < 5, \nu_T = 0$ ;
- в переходной области при  $5 \leq y^+ \leq 30, \nu_T = u_* y / 5 - \nu$ ;
- в турбулентной области при  $y^+ > 30, \nu_T = cu_* y - \nu$ ,

Допуская, что при  $y^+ > 5$  (т.е. за пределами вязкого подслоя)  $D_T \gg \nu_{жс}$  запишем сопротивление переносу частиц

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{\delta p}} + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{D_d} + \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{D_d}, \quad (33)$$

где

$$\delta_1 = 5 \nu_{жс} / u_*;$$

$$\delta_2 = 30 \nu_{жс} / u_*.$$

После интегрирования (33) получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{5(1 + \omega_E \tau_p) \left[ Sc_{\delta p} + \ln 6 + 0,5 \ln \left( \frac{R_\delta}{30} \right) \right]}. \quad (34)$$

**Модель Дайслера и Ханратти.** В данной модели предполагается, что изменение турбулентной вязкости в вязком подслое пропорционально  $D_T \sim y^4$ . На основании этого используются функции

$$\frac{\nu_T}{\nu} = 0,01 \chi^4 (y^+)^4, \quad y^+ < 5;$$

$$\frac{\nu_T}{\nu} = 0,2 y^+ - 0,959, \quad 5 < y^+ \leq 30; \quad (35)$$

$$\frac{v_T}{v} = 0,4y^+ - 1 \text{ при } y^+ > 30.$$

После интегрирования (26), (27) с функциями (35) и используя гидродинамическую аналогию Чилтона-Кольборна получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{(1 + \omega_E \tau_P) Sc_{\delta p}^{2/3} [5,309 + 2,5 \ln(R_\delta)]}. \quad (36)$$

Следует отметить, что на основе использования выше рассмотренных моделей пограничного слоя в работе [6] получены выражения для расчета коэффициентов теплоотдачи и массоотдачи при различных условиях движения турбулентных сред и установлено удовлетворительное согласование с известными экспериментальными данными.

### ТУРБУЛЕНТНАЯ МИГРАЦИЯ

Одна из концепций свободного инерционного движения частиц из турбулентного потока к стенке сводится к утверждению, что в пристеночной области турбулентного потока имеет место инерционный выброс частиц из несущих турбулентных вихрей в направлении стенки. Вблизи вязкого подслоя происходит затухание турбулентности (по модели Ландау-Левича и в вязком подслое происходит постепенное затухание турбулентности), а взвешенные частицы в силу инерции продолжает свой путь через вязкий подслой вплоть до стенки. Кроме этого, при движении турбулентного потока с дисперсной фазой за счет осаждения частиц на поверхности канала образуется шероховатость, выступы которой могут превышать толщину вязкого подслоя (рисунок 2).

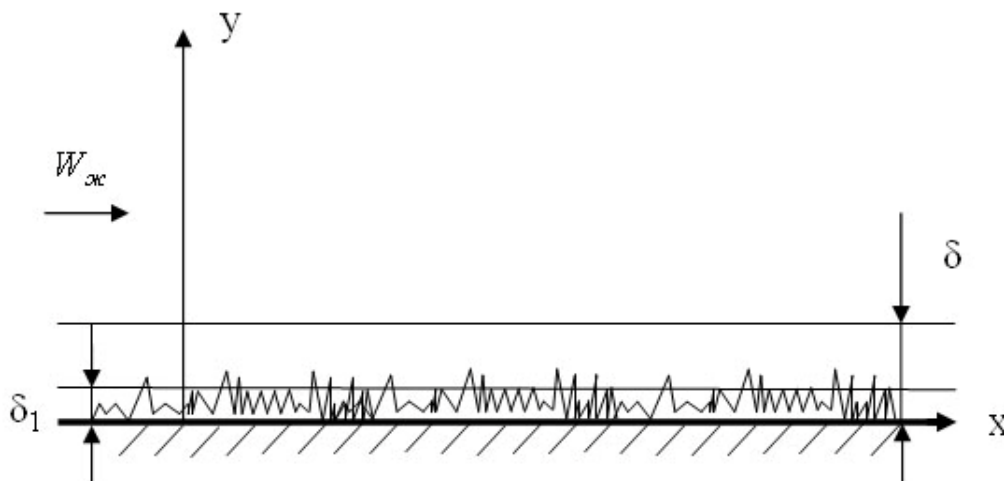


Рисунок 2. Физическая картина турбулентного течения по шероховатой поверхности (т.е. с наличием осевшей дисперсной фазы)

На основании отмеченных выше факторов можно рассматривать перенос только в турбулентной области, пренебрегая переносом в вязком подслое. Тогда

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{D_d}. \quad (37)$$

После интегрирования (37) с функцией Прандтля  $v_T = \chi u_* y$  и соотношения (27) получено

$$\beta_d = \frac{\chi u_*}{(1 + \omega_E \tau_p) \ln(R_\delta / R_1)}. \quad (38)$$

С использованием модели Кармана следует аналогичное выражение:

$$\beta_d = \frac{u_*}{(1 + \omega_E \tau_p) \left[ 8,95 + 0,5 \ln \left( \frac{R_\delta}{30} \right) \right]}. \quad (39)$$

Концентрация частиц в потоке жидкости учитывается за счет динамической скорости (коэффициента трения) и шероховатости поверхности, вызванной осевшей дисперсной фазой:

$$u_* = W_{жс} \sqrt{C_{fm} (1 + 2,5C) / 2}. \quad (40)$$



Из выражений (38)-(39) следует слабая зависимость  $\beta_d$  от размера частиц, которые полностью увлекаются турбулентными пульсациями среды (I группа частиц). Для частиц II группы, обладающей некоторой инерционностью по отношению к увлечению турбулентными пульсациями зависимость  $\beta_d$  от диаметра частиц  $d_q$  более значительная (рисунок 3). Частицы III группы, не увлекаемые турбулентными пульсациями, осаждаются за счет сил тяжести и в этом случае расчет сепаратора дисперсной фазы не представляет трудностей.

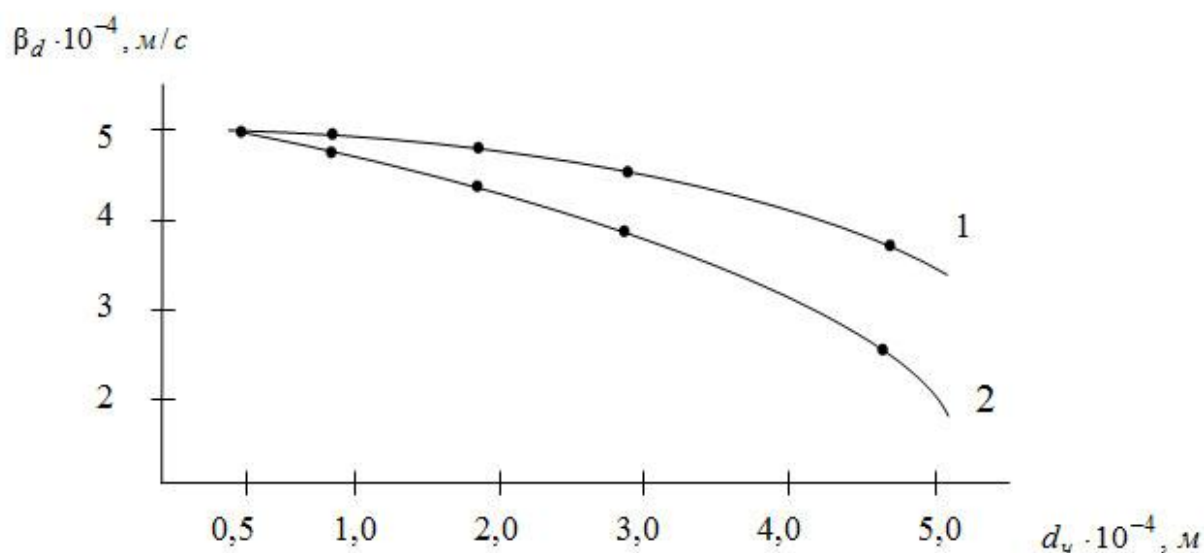


Рисунок 3. Зависимость коэффициента переноса от диаметра частиц

$$1 - \rho_q = 2650 \text{ кг/м}^3; \quad 2 - \rho_q = 7560 \text{ кг/м}^3; \quad \mu_{жс} = 0,656 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}; \quad u_* = 0,005 \text{ м/с};$$

$$\delta = 0,01 \text{ м}$$

Расчет по уравнению (38). Аналогичные результаты следуют и из уравнения (39).

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЕПАРАЦИИ

Принцип действия любого аппарата основан на использовании одного или нескольких механизмов, взвешенных в потоке дисперсных частиц. Влияние каждого из механизмов на общую эффективность сепарации

зависит от размеров и плотности частиц, физических свойств среды и условий протекания процесса. При одновременном действии нескольких механизмов общая эффективность определяется по правилу аддитивности

$$\eta_{\Sigma} = 1 - \prod_i (1 - \eta_i), \quad (41)$$

где  $\eta_i$  – эффективность сепарации за счет  $i$ -го механизма.

Долю осевших частиц или эффективность сепарации безынерционных и слабо инерционных частиц можно выразить величиной эффективности турбулентного осаждения [1-4]

$$\eta_t = \frac{c_H - c_K}{c_H} = 1 - \exp\left(-\frac{4u_t}{d_{\text{э}}} t_{cp}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{4Lu_t}{d_{\text{э}}W_{\text{ж}}}\right), \quad (42)$$

где

$c_H, c_K$  – начальная и конечная концентрация частиц, кг/м<sup>3</sup>;

$d_{\text{э}}$  – эквивалентный диаметр канала, м;

$t_{cp} \approx L/W_{\text{ж}}$  – среднее время пребывания потока, с;

$W_{\text{ж}}$  – средняя скорость жидкости в канале, м/с.

Имея уравнения для расчета  $u_t = \beta_d$  можно записать известные выражения для эффективности проводимого процесса (КПД).

Пусть на входе в канал жидкость содержит дисперсную фазу с концентрацией  $c_H$ , а на выходе  $c_K$ . В ядре потока концентрация равна  $c_{\infty}$ , а у стенки канала  $c_{cp}$ .

Для элемента поверхности канала  $dF$  выражения для потока частиц имеют вид:

$$j = -V_{\text{ж}}\rho_{\text{ж}}dc, \quad j = \beta_d(c_{cp} - c_{\infty})dF, \quad (43)$$

где  $V_{\text{ж}}$  – объемный расход жидкости, м<sup>3</sup>/с.

Из (43) следует

$$\beta_d(c_{cp} - c_{\infty})dF = V_{\text{ж}}\rho_{\text{ж}}dy. \quad (44)$$

После разделения переменных и интегрирования по всей поверхности записывают (при  $\beta_d = \text{const}$ )

$$\int_{C_K}^{C_H} \frac{dy}{c_{cp} - c_{\infty}} = \frac{\beta_d F}{V_{ж}} = N, \quad (45)$$

где  $F$  – площадь поверхности канала (пластин),  $\text{м}^2$ .

В теории массопередачи величину  $N$  называют числом единиц переноса, отнесенным к концентрациям потока.

Эффективность процесса разделения по модели идеального вытеснения

$$\eta = 1 - \exp(-N), \quad (46)$$

и по модели идеального смешения

$$\eta = \frac{N}{1 + N}. \quad (47)$$

Число единиц переноса (45) запишем с использованием геометрических характеристик канала

$$N = \frac{\beta_d F}{V_{ж}} = \frac{4L\beta_d}{d_{\text{э}}W_{ж}}, \quad (48)$$

где

для двух параллельных пластин  $F = 2bL$ ;

$b$  – ширина канала, м;

$V_{ж} = bHW_{ж}$  – объемный расход жидкости,  $\text{м}^3/\text{с}$ .

Аналогичное выражение следует и для трубы.

В итоге из (46) и (48) получим

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{4L\beta_d}{d_{\text{э}}W_{ж}}\right). \quad (49)$$

Нетрудно заметить, что выражения (42) и (49) полностью совпадают при  $u_t = \beta_d$ , что отмечено выше.

### Осаждение в трубах

По полученным выражениям можно сделать оценку интенсивности турбулентного осаждения тонкодисперсной фазы при движении суспензий или эмульсий в трубопроводах.

В качестве примера рассмотрим движение суспензии (вода с твердой фазой,  $t=20^\circ \text{C}$ ) в трубе с диаметром  $d_s=100$  мм (0,1 м) и длиной  $L=10$  м. Концентрация  $c=0,01$  кг/кг. Плотность твердой фазы  $\rho_q=2200$  кг/м<sup>3</sup>. Плотность и вязкость воды  $\rho_{жс}=998$  кг/м<sup>3</sup>;  $\mu_{жс}=0,001$  Па·с. Расход суспензии 1)  $V_{жс}=8,5$  м<sup>3</sup>/час; 2)  $V_{жс}=17$  м<sup>3</sup>/час.

Решение. Скорость суспензии в трубе:

$$1) W_{жс} = \frac{V_{жс}}{S \cdot 3600} = \frac{V_{жс}}{\frac{\pi d_s^2}{4} \cdot 3600} = 0,3 \text{ м/с}; 2) W_{жс} = 0,6 \text{ м/с}.$$

$$\text{Число Рейнольдса } Re = \frac{W_{жс} d_s}{\nu_{жс}} = 30 \cdot 10^3; 2) Re = 60 \cdot 10^3.$$

Коэффициент гидравлического сопротивления по Блазиусу для гладкой поверхности

$$1) \lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}} = 0,024; 2) \lambda = 0,02.$$

Динамическая скорость

$$1) u_* = W_{жс} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} = 0,0164 \text{ м/с}; 2) u_* = 0,03 \text{ м/с}.$$

Диаметр частиц полностью увлекаемых турбулентными пульсациями среды (19)

$$1) d_q < 0,134 \sqrt{\frac{R \mu_{жс}}{\rho_q u_*}} < 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}; 2) d_q < 1,16 \cdot 10^{-4} \text{ м}.$$

Результаты расчета представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1– РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕНОСА ЧАСТИЦ В ТРУБАХ ПРИ  $Re = 30 \cdot 10^3$ ,  $W_{жс} = 0,3$  м/с

Уравнения	$Sc_{\delta p} = 1$		$Sc_{\delta p} = 10$		$Sc_{\delta p} = 100$	
	$\beta_d$	$\eta$	$\beta_d$	$\eta$	$\beta_d$	$\eta$

(30)	$8,19 \cdot 10^{-4}$	0,66	$1,31 \cdot 10^{-4}$	0,16	$1,39 \cdot 10^{-5}$	0,02
(34)	$8,19 \cdot 10^{-4}$	0,66	$2,51 \cdot 10^{-4}$	0,28	$3,17 \cdot 10^{-5}$	0,04
(36)	$8,25 \cdot 10^{-4}$	0,67	$1,78 \cdot 10^{-4}$	0,21	$3,8 \cdot 10^{-5}$	0,04

Таблица 2 - РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕНОСА ЧАСТИЦ В ТРУБАХ ПРИ  $Re = 60 \cdot 10^3$ ,  $W_{жс} = 0,6$  м/с

Уравнения	$Sc_{\sigma p} = 1$		$Sc_{\sigma p} = 10$		$Sc_{\sigma p} = 100$	
	$\beta_d$	$\eta$	$\beta_d$	$\eta$	$\beta_d$	$\eta$
(30)	$1,38 \cdot 10^{-3}$	0,60	$2,76 \cdot 10^{-4}$	0,15	$2,54 \cdot 10^{-5}$	0,02
(34)	$1,38 \cdot 10^{-3}$	0,60	$4,48 \cdot 10^{-4}$	0,25	$5,77 \cdot 10^{-5}$	0,04
(36)	$1,39 \cdot 10^{-3}$	0,60	$3,0 \cdot 10^{-4}$	0,19	$6,49 \cdot 10^{-5}$	0,04

Из полученных результатов следует, что при  $Sc_{\sigma p} = 1$  выражения (30), (34) и (36) дают практически одинаковые значения  $\beta_d$ . При  $Sc_{\sigma p} \gg 1$  уравнение (30) дает меньшее значение коэффициента переноса частиц, чем (34), (36). Удовлетворительная сходимость результатов расчета  $\beta_d$  ( $\pm 20\%$ ) по (34) и (36) и эффективности турбулентной сепарации  $\eta$  по (49) позволяет рекомендовать данный метод к практическому применению.

### Осаждение дисперсной фазы в отстойниках

Сепарация дисперсной фазы в гравитационных отстойниках является наиболее простым в аппаратном оформлении процессом. Однако при использовании в качестве отстойников полых емкостей эффективность процесса разделения ограничивается целым рядом факторов.

Экспериментальные исследования выделения нефтепродуктов и других примесей в отстойниках показали, что поток в зоне выделения частиц не является ламинарным даже при низких значениях критерия Рейнольдса

[8-10]. Основными причинами этого являются:

- перепады температур в различных частях аппарата;
- неравномерность поля концентрации дисперсной фазы в различных его частях;
- неравномерность подвода сплошной фазы по поперечному сечению отстойника и отвода очищенной жидкости из него;
- наличие и работа устройств для отвода фаз;
- различные конструктивные неоднородности в виде технологических перегородок, люков, патрубков и др.

Все эти факторы приводят к перемешиванию в отстойниках и выравниванию концентрации дисперсной фазы по глубине слоя. Снижение эффективности выделения частиц будет тем значительней, чем меньше разность плотностей сплошной и дисперсной фаз.

Фактором, существенно ограничивающим эффективность процесса осаждения в полых отстойниках, является большая высота зоны осаждения. Для ее уменьшения в полых отстойниках устанавливают горизонтальные или наклонные перегородки, пластины или трубы, которые повышают эффективность процесса (рисунок 4). В полученных таким образом тонкослойных отстойниках процесс отстаивания происходит в объеме, разделенном на параллельные слои или каналы. Эффективность сепарации дисперсной фазы в таких отстойниках повышается в несколько раз по сравнению с пустотелами. На рисунке 5 показан вид тонкослойного отстойника конструкции Инженерно-внедренческого центра «Инжехим» (г.Казань). Такие отстойники внедрены на ряде предприятий нефтегазохимического комплекса и показали высокую эффективность очистки различных жидкостей от дисперсной фазы [10, 11].

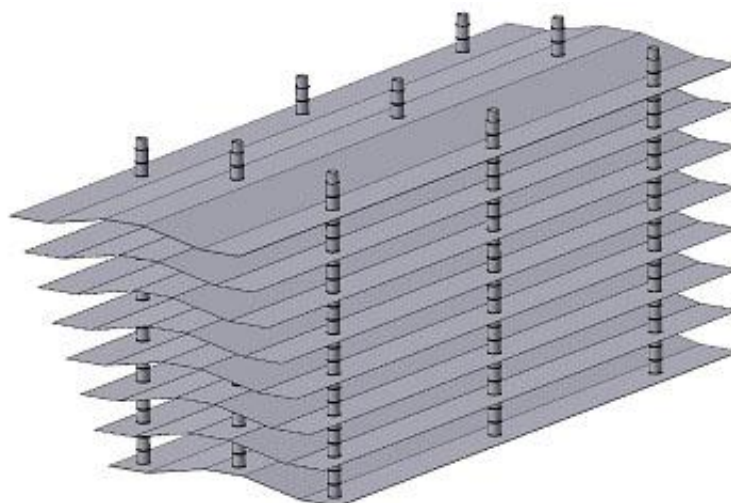


Рисунок 4. Сепарирующие тонкослойные элементы

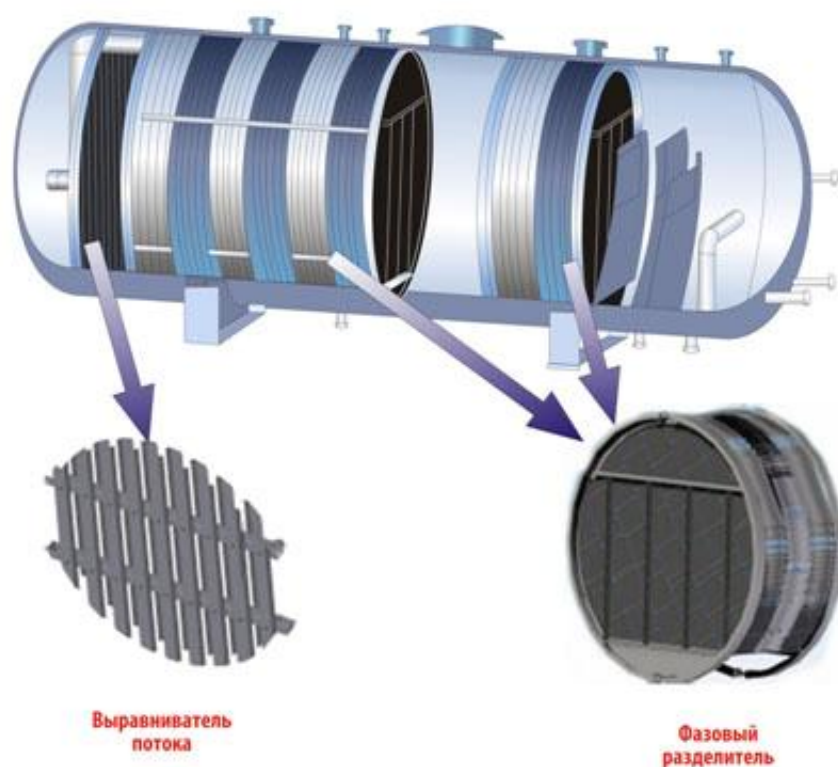


Рисунок 5. Общий вид тонкослойного отстойника

Рассмотрим два режима движения жидкости между пластинами – ламинарный и турбулентный.

Для того, чтобы частицы успели осесть на пластины при ламинарном режиме достаточно простых оценок. Время пребывания потока  $t_{np}$  должно быть больше, чем время осаждения дисперсной фазы  $t_{oc}$  ( $t_{np} > t_{oc}$ ), где  $t_{np} = H / u_{oc}$ ,  $t_{oc} = L / W_{ж}$ , где  $H$  – расстояние между пластинами, м;  $u_{oc}$  – скорость осаждения частицы, м/с;  $L$  – длина сепарационной зоны (пластин), м;  $W_{ж}$  – средняя скорость жидкости в канале между пластинами, м/с.

Ламинарный режим движения жидкости в тонкослойном отстойнике характеризуется критерием Рейнольдса [12, 13]  $Re_H = W_{ж} R / \nu_{ж} < 500$ , где  $R$  – гидравлический радиус, м;  $\nu_{ж}$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости, м<sup>2</sup>/с.

Гидравлический радиус для канала

$$R = \frac{BH}{2(B+H)},$$

где

$H$  – расстояние между пластинами (глубина потока), м;

$2(B+H)$  – смоченный периметр, м;

$B$  – ширина канала, м.

Для промышленных отстойников  $B \gg H$  и тогда  $R = H / 2$ .

При проектировании тонкослойных отстойников рекомендуется проводить процесс в ламинарном режиме. Однако, при модернизации действующих в промышленности отстойников приходится решать задачи, когда расход жидкости и размеры отстойника заданы. При этом часто  $Re > 500$ , т.е. режим турбулентный. Кроме этого для обеспечения равномерного профиля скорости потока перед входом в тонкослойные элементы устанавливаются проницаемые поперечные перегородки (например, перфорированные, сетчатые и др.). Эти перегородки могут служить дополнительными источниками турбулентности (см. рисунок 5).



В качестве примера рассмотрим осаждение кварцевого песка ( $\rho_q = 2650 \text{ кг/м}^3$ ) и свинцового блеска ( $\rho_q = 7560 \text{ кг/м}^3$ ) с концентрацией  $C = 0,2 \text{ кг/кг}$  в тонкослойном отстойнике ( $H = 0,02 \text{ м}$ ,  $d_s = 0,04 \text{ м}$ ) в воде ( $t = 40^\circ\text{C}$ ) ( $\rho_{ж} = 998 \text{ кг/м}^3$ ,  $\mu_{ж} = 0,656 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ ). Скорость воды  $W_{ж} = 0,039 \text{ м/с}$ ;  $Re_s = 2400$ . Для гладкого канала  $C_f = \xi/4 = 0,079 Re_s^{0,025}$ , где  $\xi$  – коэффициент сопротивления по Никурадзе. Получим  $C_f = 0,01$ . С учетом шероховатости стенок канала при  $d_s/k \approx 100$  [7], где  $k$  – высота выступов шероховатости, имеем  $C_f = 0,022$ . С учетом концентрации дисперсной фазы  $C_{fd} = C_f(1 + 2,5C) = 0,033$  и динамическая скорость  $u_* = 0,005 \text{ м/с}$ . По выражению (19) для кварцевого песка получим  $d_q < 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  и свинцового блеска  $d_q < 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ . По (21) соответственно  $d_q > 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  и  $d_q > 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Т.е. частицы с диаметром  $d_q < 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  и  $d_q < 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  полностью увлекаются турбулентными пульсациями среды, а при  $d_q > 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  и  $d_q > 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  не увлекаются.

Результаты расчета по выражению (49) для примера, приведенного выше, даны на рисунке 6.

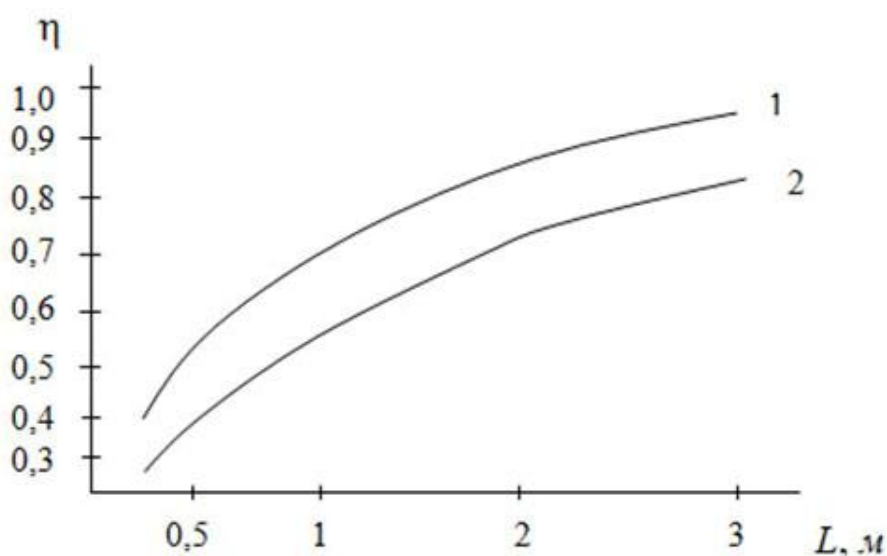


Рисунок 6. Зависимость эффективности турбулентной сепарации частиц от длины тонкослойных элементов

1 – диаметр  $d_u = 5,5 \cdot 10^{-5}$  м; 2 –  $d_u = 5 \cdot 10^{-4}$  м.  $\rho_u = 7560$  кг/м<sup>3</sup>.

В рассмотренном случае длина пластин в сепарационной зоне тонкослойного отстаивания должна быть не менее 3 м при КПД $\approx$ 90%. Это подтверждается численными исследованиями тонкослойного отстойника [9] и результатами промышленной эксплуатации отстойников после их оборудования тонкослойными элементами [10].

Реальная эффективность отстойников будет иметь значения между данными, полученными по модели идеального смешения (47) и идеального вытеснения (46). Чтобы учесть перемешивание потока в тонкослойных элементах необходимо использовать модели структуры потоков (диффузионную или ячеечную). Это является отдельным предметом научного и практического исследования тонкослойных отстойников с использованием предложенного в данной работе подхода.

Суммарная эффективность тонкослойных отстойников должна вычисляться по выражению (41) с учетом различных механизмов переноса.

### РАЗДЕЛЕНИЕ В ГИДРОЦИКЛОНЕ

Одним из наиболее простых и широко распространенных способов очистки промышленных газовых потоков и жидких сред от взвешенных в них твердых частиц является центробежное разделение в циклонах различных конструкций.

Процесс разделения в поле центробежных сил основан на разности плотностей сплошной взвешенной фазы, находящейся во вращательном движении. При вращении среды обеспечивается более высокая движущая сила процесса по сравнению с гравитационным методом разделения.

Количественно увеличение разделительной способности в аппаратах циклонного типа характеризуется фактором разделения.

В циклонах и гидроциклонах вращательное движение среде сообщается путем изменения прямолинейного движения потока во вращательно-осевое в результате тангенциального ввода или посредством статического закручивающего элемента с жесткими направляющими стенками. В этом случае эффективность разделения возрастает с увеличением скорости и уменьшением радиуса аппарата.

Основными параметрами, характеризующими работу циклонов, являются степень очистки и величина потери напора среды на гидравлическое сопротивление.

Основным размером циклона является диаметр цилиндрической части. Остальные размеры определяют обычно в зависимости от диаметра  $D$ .

Достоинство гидроциклонов: высокая производительность, отсутствие в них движущихся частей, компактность, простота и легкость обслуживания, относительно небольшая стоимость, а также широкая область применения. Кроме того, в гидроциклонах может быть достигнута более тонкая сепарация с большей плотностью слива и без укрупнения (флокуляции) мелких частиц.

Для коэффициента турбулентной диффузии в гидроциклоне получена формула [14]

$$D_T = 0,0112V_t r, \quad (50)$$

где

$V_t$  – тангенциальная составляющая скорости потока, м/с;

$r$  – расчетный радиус гидроциклона, м.

Коэффициент переноса частиц на основании (26), (27) и (50) можно определить путем интегрирования выражения

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_0^{\delta} \frac{dr}{D_{\sigma p} + 0,0112V_t r}. \quad (51)$$

При известной функции  $V_t(r)$  выражение для вычисления  $\beta_d$  может быть получено в аналитическом виде.

Динамическую скорость на стенке гидротока можно определить используя средний коэффициент трения  $C_f$  или среднюю объемную диссипацию энергии  $\bar{\varepsilon}$ .

Используя подход определения  $u_*$  через скорость диссипации энергии, запишем [6, 10]

$$u_* = 2 \left( \frac{\bar{\varepsilon} V_{ж}}{\rho_{ж}} \right)^{0,25}, \quad (52)$$

где среднюю диссипацию энергии выразим через перепад давления  $\Delta p$  в аппарате

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta p S u_{вх}}{V_{ж}}, \quad (53)$$

где

$S$  – площадь входного патрубка, м<sup>2</sup>;

$u_{вх}$  – скорость среды во входном патрубке, м/с;

$V_{ж}$  – объем жидкости в гидроциклоне, м<sup>3</sup>.

**Пример.** В гидроциклоне диаметром 300 мм очищается целлюлозная масса плотностью  $\rho_{ж} = 1000$  кг/м<sup>3</sup>, вязкостью  $\mu = 1,5 \cdot 10^{-3}$  Па·с. Плотность частиц  $\rho_{ч} = 2500$  кг/м<sup>3</sup>. Производительность  $Q = 3200$  л/мин. Определить минимальный диаметр улавливаемых частиц и диаметр частиц, увлекаемые турбулентными пульсациями. Стенки гидроциклона гладкие.

**Решение.**

Рабочая длина гидроциклона по известным рекомендациям  $L = 5 \cdot 300 = 1500$  мм (1,5м).

Диаметр входного патрубка  $b = 0,28 \cdot 300 = 84$  мм (0,084м).

Принимаем  $b = 100$  мм (0,1 м).

Скорость во входном патрубке гидроциклона находим по формуле:

$$u_{\text{вх}} = \frac{4Q}{\pi b^2} = 6,8 \text{ м/с}$$

Задавшись отношением  $\frac{Q_1}{Q} = 0,9$ , критерий Эйлера вычисляем по формуле [15]:

$$Eu = 1 + 3,5A \left( \frac{Q_1}{Q} \right)^{0,8}$$

$$\varepsilon = 1 + (3,5 \cdot 3 \cdot 0,9^{0,8} \cdot 1) = 10,56,$$

где величина  $A$  определена по графику 5 – 6 [15],  $A = 3,0$ .

Гидравлическое сопротивление гидроциклона находим по выражению [15]

$$\Delta p = Eu \rho u_{\text{вх}}^2 = 10,56 \cdot 1000 \cdot 6,8^2 = 486000$$

$$\text{Н/м}^2$$

Минимальный диаметр улавливаемых частиц определяем по формуле [15]

$$d_{\text{ч}} = \sqrt{\frac{K\mu}{L \left( \frac{\rho_1 - \rho}{\rho} \right) \frac{\Delta p}{Q}}} = \sqrt{\frac{3,5 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}}{1,5 \left( \frac{2500 - 1000}{1000} \right) \frac{486000}{3200 / (60 \cdot 1000)}}}} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

где  $K = 3,5$ ;  $Q \sim \text{м}^3/\text{с}$ .

Диссипация энергии (53)  $\bar{\varepsilon} = 518853 \text{ Вт/м}^3$ .

Динамическая скорость (52)  $u_* = 0,334 \text{ м/с}$ .

Сделаем оценку размеров частиц по выражению (19):

$$0,134 \sqrt{\frac{0,15}{2500} \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{0,334}} = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ м},$$

т.е. частицы в гидроциклоне ( $R = r = 0,15$  м) с размерами  $d_{\text{ч}} < 6,9 \cdot 10^{-5}$  м будут полностью увлекаться турбулентными пульсациями среды и для

расчета эффективности турбулентной сепарации можно воспользоваться рассмотренным в данной статье подходом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Внедренческая практика авторов [9-11] указывает на необходимость применения в промышленности высокоэффективных аппаратов разделения дисперсий. Вследствие этого в данной статье разработана методика расчета процесса осаждения с использованием теорий турбулентной миграции частиц, пограничного слоя и моделей идеального смешения и вытеснения.

Используя теорию турбулентной миграции и математические модели пограничного слоя при равных условиях, пришли к выводу, что при числе Шмидта  $Sc_{\delta p} \gg 1$ , целесообразно использовать выражения для определения коэффициента переноса частиц по модели Кармана и модели Дайслера и Ханратти. В свою очередь это способствует определению эффективности работы тонкослойных отстойников и гидроциклонов с минимальным привлечением экспериментальных данных.

## Литература

1. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. – М.: Наука, 1980.
2. Медников Е.П. Миграционная теория осаждения аэрозольных частиц из турбулентного потока на стенках труб и каналов // Доклады Академии наук СССР, 1972, т.206, №1. - С.51-54.
3. Сугак Е.В., Войнов Н.А., Николаев Н.А. Очистка газовых выбросов в аппаратах с интенсивными гидродинамическими режимами. – Казань: РИЦ «Школа», 1999.
4. Алексеев Д.В., Николаев Н.А., Лаптев А.Г. Комплексная очистка стоков промышленных предприятий методом струйной флотации. – Казань: КГТУ. 2005.
5. Медников Е.П. Поперечная миграция частиц, взвешенных в турбулентном потоке // Доклады Академии наук СССР, 1972, т.206, №3. - С.543-546.
6. Лаптев А.Г. Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов / А.Г.Лаптев. – Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2007.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г.Шлихтинг. – М.: Наука, 1974.
8. Покровский В.Н., Аракчеев Е.П. Очистка сточных вод тепловых электростанций – М.: Энергия, 1980.

9. Фарахов М.И., Лаптев А.Г. Численное исследование структуры потока и модернизация гравитационных отстойников // Вода: химия и экология, 2008, №2. С. 36-40.

10. Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Разделение гетерогенных систем в насадочных аппаратах. – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2006

11. Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Гидромеханические процессы в нефтехимии и энергетике: Пособие к расчету аппаратов. – Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2008.

12. Проскуряков В.А., Шмидт Л.И. Очистка сточных вод в химической промышленности. – Л.: Химия, Ленингр. отд. 1977.

13. Демура М.В. Проектирование тонкослойных отстойников. – Киев: Будивельник, 1981.

14. Адельшин А.Б. Энергия потока в процессах интенсификации очистки нефтесодержащих сточных вод. Часть 1. Гидроциклоны. – Казань: КГАСА, 1996.

15. Бушмелев В.А., Вольман Н.С. Процессы и аппараты целлюлозно-бумажного производства. – М.: Лесная промышленность, 1969.