

ОПРЕДЕЛЕНИЕ эффективности ТОНКОСЛОЙНЫХ ОТСТОЙНИКОВ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ

В данной работе рассмотрено турбулентное движение жидкости с дисперсной фазой в каналах тонкослойных отстойников. Рассматривается подход, при котором турбулентное осаждение тонкодисперсной фазы представляется как разновидность диффузионного процесса. С использованием уравнения из теории массопередачи и турбулентного пограничного слоя получены выражения коэффициентов скорости переноса частиц. Представлены результаты расчетов эффективности турбулентной сепарации с использованием моделей идеального смешения и вытеснения.

Введение

Факторами, существенно ограничивающими эффективность процесса осаждения дисперсных частиц в полых отстойниках, являются большая высота зоны осаждения и различные гидродинамические неоднородности, вызванные разностями температур, плотностей, полей концентраций, неравномерностями подачи жидкости и другими факторами. Для уменьшения влияния этих факторов в полых отстойниках устанавливают горизонтальные или наклонные перегородки, пластины или трубы, которые повышают эффективность процесса (рис. 1). 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 [1, 2]. На рис. 2 показан вид тонкослойного отстойника конструкции Инженерно-внедренческого центра «Инжехим» (г. Казань). Такие отстойники внедрены на ряде предприятий нефтегазохи-

мического комплекса и показали высокую эффективность очистки различных жидкостей от дисперсной фазы [3, 4].

Материалы и методы исследования

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

Ламинарный режим движения жидкости в тонкослойном отстойнике характеризуется критерием Рейнольдса, где в качестве характерного размера используется расстояние между пластинами [1, 2] $Re_H = W_{жс} H / \nu_{жс} < 500$, где $\nu_{жс}$ – коэффициент кинематической вязкости жидкости, м²/с, $W_{жс}$ – средняя скорость жидкости, м/с. Учитывая, что для каналов (рис. 1) используется эквивалентный диаметр $d_э = 2H$, для турбулентного режима имеем $Re_э = W_{жс} d_э / \nu_{жс} > 1000$.

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 $Re_H > 500$, 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.

Гидродинамика взвешенных частиц в турбулентной среде отличается гораздо большей

А.Г. Лаптев*,
доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой «Технология воды и топлива на ТЭС и АЭС», Казанский государственный энергетический университет

М.М. Башаров,
соискатель кафедры «Технология воды и топлива на ТЭС и АЭС», Казанский государственный энергетический университет

* Адрес для корреспонденции: info@ingehim.ru

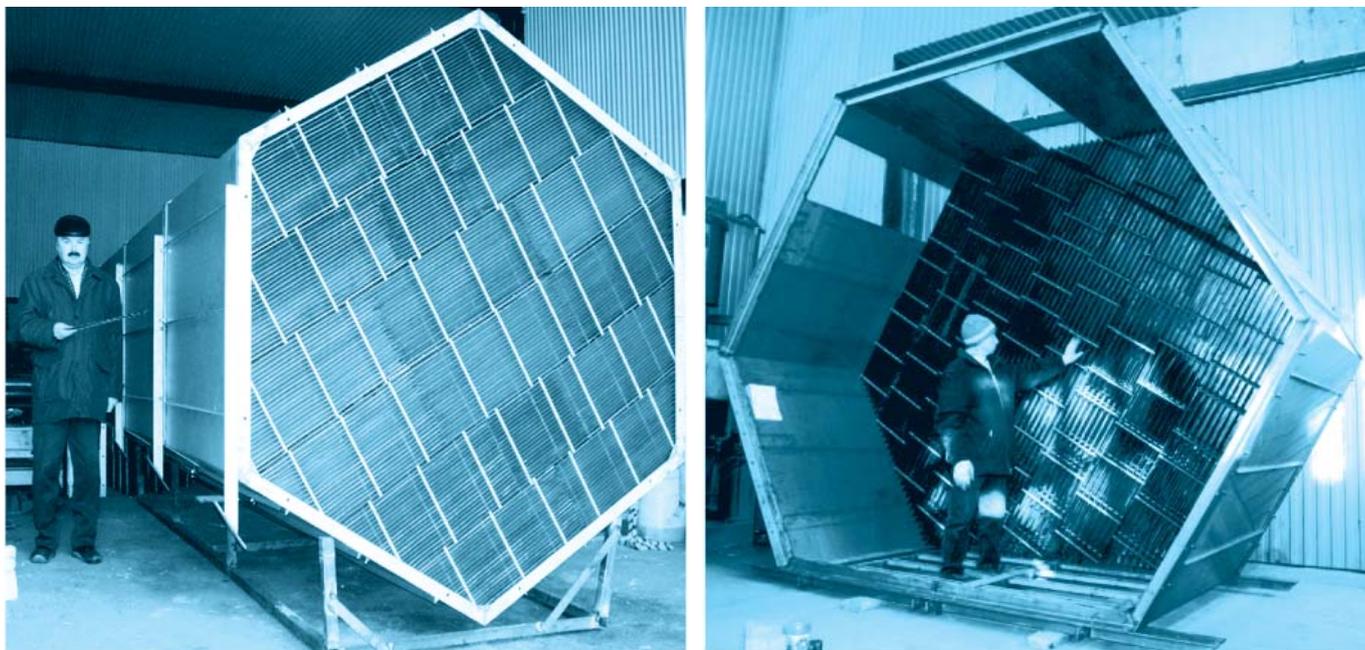


Рис. 1. Расположение сепарирующих тонкослойных элементов.

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 молекул и беспорядочные перемещения вместе с молекулами среды.

Для объяснения механизма и расчёта скорости этого вида осаждения, называемого тур-

булентно-инерционным, предложен ряд теоретических моделей [3-10]. 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; подъёмно-миграционные, связывающие осаждение с их подъёмной 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.

Результаты, полученные с использованием перечисленных выше теоретических моделей, часто противоречивы и не позволяют достоверно оценить скорость или интенсивность турбулентного осаждения частиц [5, 8].

Ключ к пониманию механизма и расчёту скорости турбулентно инерционного осаждения даёт явление поперечной миграции частиц к поверхности канала [3-10]. 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 α_i , что и среда. Если масса частицы равна $m_{\text{ч}}$, то это означает, что частица обладает инерционной силой, равной $F_i = m_{\text{ч}}\alpha_i$.

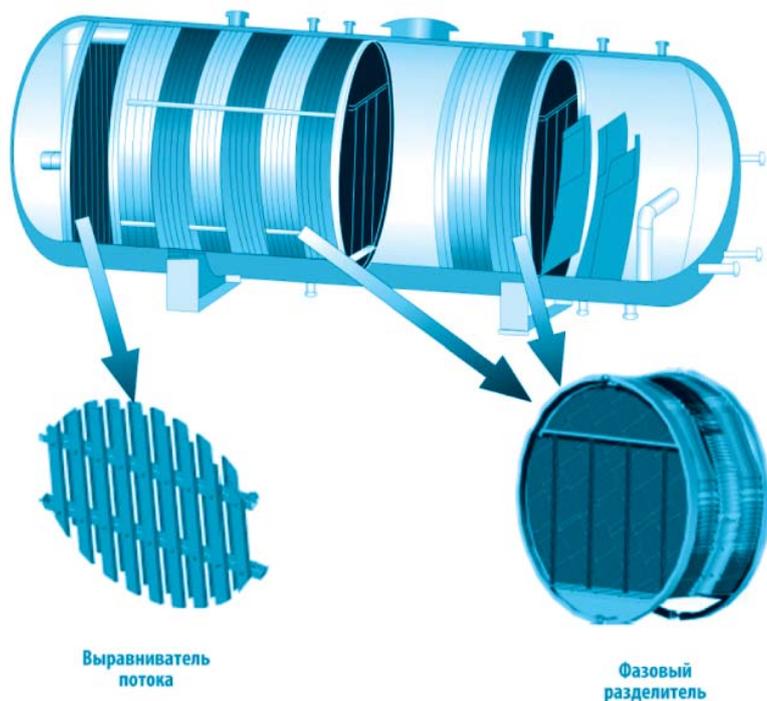


Рис. 2. Общий вид тонкослойного отстойника.

В результате весь спектр осаждающихся частиц можно разделить на три основные группы [4, 5, 8]:

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

$$d_{\text{ч}} < 0,3 \sqrt{\frac{\mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} f}} = 0,134 \sqrt{\frac{R \mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} u_*}} \quad (1)$$

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

$$0,134 \sqrt{\frac{R \mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} u_*}} < d_{\text{ч}} < 13,4 \sqrt{\frac{R \mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} u_*}} \quad (2)$$

III группа – частицы, не увлекаемые турбулентными пульсациями среды; должна удовлетворять условию

$$d_{\text{ч}} > 30 \sqrt{\frac{\mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} f}} = 13,4 \sqrt{\frac{R \mu_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ч}} u_*}} \quad (3)$$

где $d_{\text{ч}}$ – диаметр частицы, м; $\rho_{\text{ч}}$ – плотность частицы, кг/м³; $\mu_{\text{ж}}$ – динамическая вязкость среды, Па·с; u_* – динамическая скорость на стенке, м/с; f – частота турбулентных пульсаций среды, с.

Следует отметить, что динамическую скорость u_* (коэффициент трения C_f) в выражениях (1)–(3) необходимо вычислять с учетом шероховатости поверхности сепарирующих пластин, вызванную осевшими дисперсными частицами. Для этого можно использовать известные полуэмпирические зависимости и диаграммы. 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 ξ_d и ξ коэффициенты сопротивления с учетом дисперсной фазы и для гомогенной жидкости, соответственно; C – концентрация дисперсной фазы в канале, кг/кг.

Из выражений (1)–(3) 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. Каждая группа частиц характеризуется действием на них определённых сил и факторов и, тем самым, определённым поведением в турбулентном потоке.

Принцип действия любого аппарата основан на использовании одного или нескольких механизмов осаждения из потока 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

$$\eta_{\Sigma} = 1 - \prod_i (1 - \eta_i) \quad (4)$$

где η_i – эффективность сепарации за счет i -го механизма.

Сепарация дисперсной фазы на пластины тонкослойного отстойника может происходить в результате диффузионного, гравитационного, инерционного и турбулентного осаждения.

Ниже рассмотрена математическая модель, которая учитывает диффузионный и турбулентный механизмы.

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

Запишем удельный поток частиц, используя аналог первого закона Фика

$$j = -(D_d + D_{\text{бр}}) \frac{dc}{dy} \quad (5)$$

где y – поперечная координата, м; D_d – коэффициент турбулентной диффузии частиц, м²/с; $D_{\text{бр}}$ – коэффициент броуновской диффузии, м²/с.

Коэффициент турбулентной диффузии частиц можно определить по выражению [5]

$$D_d = \frac{D_T}{1 + \omega_E \tau_p} \quad (6)$$

где τ_p – время релаксации частицы, с; ω_E – частота энергоёмких пульсаций, с⁻¹; D_T – коэффициент турбулентной диффузии потока, м²/с. Обычно с небольшой погрешностью допускают $D_T \approx \nu_T$, где ν_T – коэффициент турбулентной вязкости, м²/с.

В выражении (6)

$$\omega_E = \frac{u_*}{0,1R}, \quad \tau_p = \frac{\rho_{\text{ч}} d_{\text{ч}}^2}{18 \mu_{\text{ж}}} \quad (7)$$

где R – радиус канала, $R = H / 2$, H – расстояние между пластинами, м.



В литературе известны различные модели турбулентности и функции для коэффициента $v_T(y)$ [5, 7, 11, 12].

Для определения коэффициентов переноса частиц β_d рассмотрим наиболее известные модели турбулентного пограничного слоя.

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

$$\frac{1}{\beta_d} = \frac{\Delta c}{j} = \int_0^{\delta} \frac{j^* dy}{D_{бр} + D_d} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{бр}} + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{D_d} \quad (8)$$

где j^* – безразмерная плотность потока частиц; δ_1 – толщина вязкого подслоя, м; δ – толщина турбулентного пограничного слоя, м.

После интегрирования (8) получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{(1 + \omega_E \tau_p) \left[R_1 Sc_{бр} + \frac{1}{\chi} \ln(R_\delta / R_1) \right]} \quad (9)$$

где $R_1 = u_* \delta_1 / \nu_{жс}$ – безразмерная толщина вязкого подслоя (в модели Прандтля $R_1 = 11,6$) $R_1 = u_* \delta / \nu_{жс}$ – безразмерная толщина турбулентного пограничного слоя; $Sc_{бр} = \nu_{жс} / D_{бр}$ – число Шмидта для частиц.

Безразмерная толщина вязкого подслоя R_1 на шероховатой поверхности будет отличаться от $R_1 = 11,6$ на гладкой пластине. Для пограничного слоя с различными возмущениями (шероховатость, двухфазность и т.п.) получено [4]

$$R_{1m} = 11,6 \sqrt{\frac{C_{f0}}{C_{fm}}} \quad (10)$$

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

где $y^+ = u_* y / \nu_{жс}$ – безразмерная координата. Допуская, что при $y^+ > 5$ (т.е. за пределами вязкого подслоя) $D_T \gg \nu_{жс}$ запишем сопротивление переносу частиц

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{бр}} + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{D_d} + \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{D_d} \quad (11)$$

где $\delta_1 = 5\nu_{жс} / u_*$; $\delta_2 = 30\nu_{жс} / u_*$.

После интегрирования (11) получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{5(1 + \omega_E \tau_p) [Sc_{бр} + \ln 6 + 0,5 \ln(R_\delta / 30)]} \quad (12)$$

Результаты и их обсуждение

Расчеты по полученным уравнениям β_d (9) и (12) дают результаты, которые различаются лишь на несколько процентов.

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

$$\frac{1}{\beta_d} = \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{D_d} \quad (13)$$

С использованием модели Кармана получено

$$\beta_d = \frac{u_*}{(1 - \omega_E \tau_p) [5 \ln 6 + 2,5 \ln(R_\delta / 30)]} \quad (14)$$

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

$$u_* = W_{ж} \sqrt{(1 + 2,5C) C_{fm} / 2} \quad (15)$$

где \tilde{N} – средняя концентрация дисперсной фазы в канале, кг/кг; C_{fm} – коэффициент трения шероховатой пластины [12].

Средняя толщина турбулентного пограничного слоя на пластине [12]

$$\delta = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{0,37x}{Re_x^{0,2}} = \frac{0,205L}{Re_L^{0,2}} \quad (16)$$

где $Re_x = W_{ж} x / \nu_{жс}$; $Re_L = W_{ж} L / \nu_{жс}$ – числа Рейнольдса; L – длина пластин, м.

В качестве примера рассмотрим осаждение кварцевого песка ($\rho_q = 2650$ кг/м³) и свинцо-

вого блеска ($\rho_{\text{ч}} = 7560 \text{ кг/м}^3$) с концентрацией $C = 0,2 \text{ кг/кг}$ в тонкослойном отстойнике ($H = 0,02 \text{ м}$, $d_3 = 0,04 \text{ м}$) в воде ($t = 40^\circ \text{С}$) ($\rho_{\text{ж}} = 998 \text{ кг/м}^3$, $\mu_{\text{ж}} = 0,656 \times 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$). Скорость воды $W_{\text{ж}} = 0,039 \text{ м/с}$; $Re_3 = 2400$. Для гладкого канала $C_f = \xi/4 = 0,079 Re_3^{-0,25}$, ξ – коэффициент сопротивления по Никурадзе. Получим $C_f = 0,01$. С учетом шероховатости стенок канала при $d_3/k \approx 100$, где k – высота выступов шероховатости, имеем $C_f = 0,022$ [12]. С учетом концентрации дисперсной фазы $C_{fd} = C_f(1 + 2,5C) = 0,033$ получим значение динамической скорости $u_* = 0,005 \text{ м/с}$. По выражению (1) для кварцевого песка получим $d_u < 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ и свинцового блеска $d_u < 5,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. По (3), соответственно, $d_u > 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и $d_u > 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Т.е. частицы с диаметром $d_u < 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и $d_u < 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ полностью увлекаются турбулентными пульсациями среды, а при $d_u > 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и $d_u > 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ не увлекаются. При $W_{\text{ж}} = 0,039 \text{ м/с}$, $L = 1 \text{ м}$ по (16) получаем $\delta = 0,022 \text{ м}$. Учитывая, что расстояние между пластинами $H = 0,02 \text{ м}$, за толщину пограничного слоя можно принять $\delta = H/2$ (без учета входного участка). Из выражения (14) следует слабая зависимость β_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 β_d от диаметра частиц d более значительная (рис. 3). Частицы III группы, не увлекаемые турбулентными пульсациями, осаждаются за счет сил тяжести и в этом случае расчет отстойника не представляет трудностей.

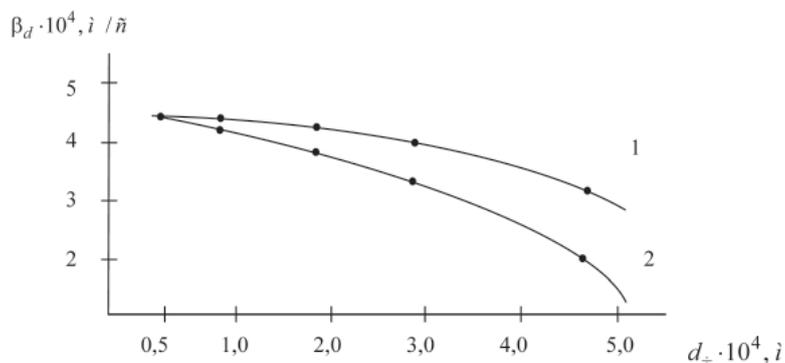


Рис. 3. Зависимость коэффициента переноса от диаметра частиц $\mu_{\text{ж}} = 0,656 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$; $u_* = 0,005 \text{ м/с}$; $\delta = 0,01 \text{ м}$. 1 – $\rho_{\text{ч}} = 2650 \text{ кг/м}^3$; 2 – $\rho_{\text{ч}} = 7560 \text{ кг/м}^3$. Расчет по уравнению (14).

Имея уравнения для расчета β_d можно записать известные выражения для эффективности проводимого процесса (КПД). Эффективность процесса разделения по модели идеального вытеснения

$$\eta = 1 - \exp(-N), \quad (17)$$

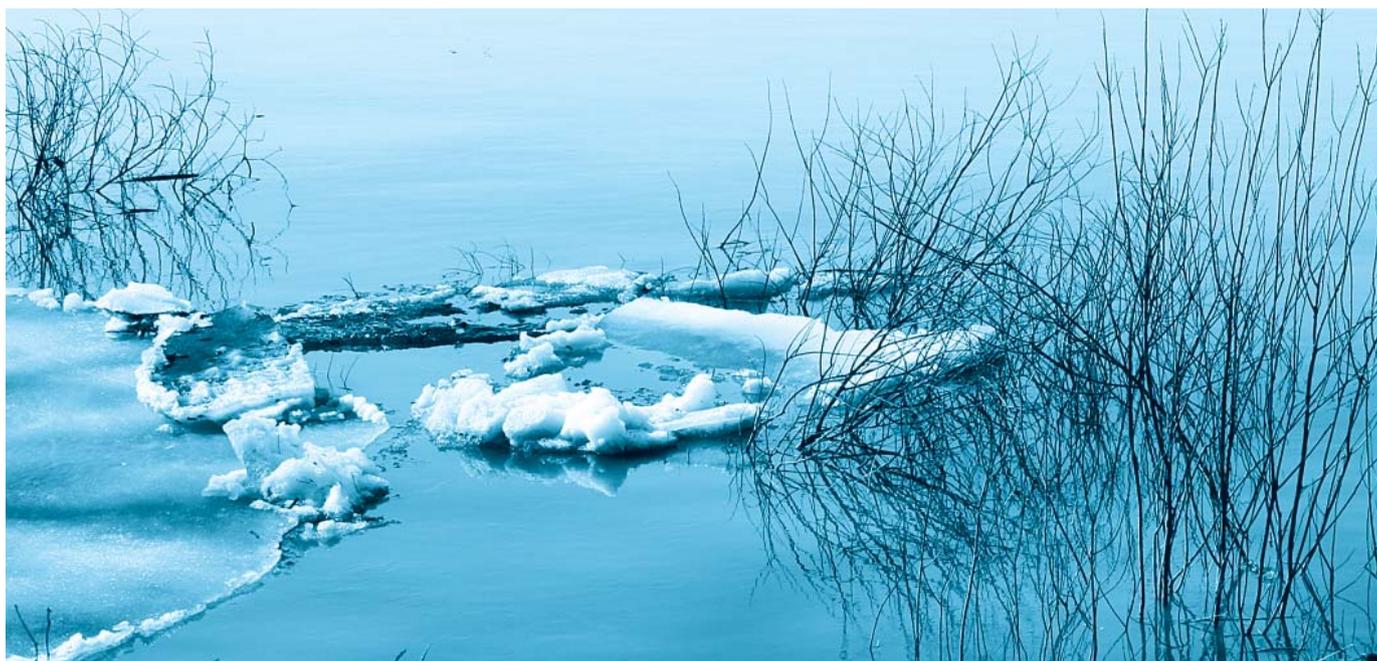
и по модели идеального смешения

$$\eta = \frac{N}{1+N} \quad (18)$$

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

Число единиц переноса N запишем с использованием геометрических характеристик канала тонкослойного отстойника (для двух параллельных пластин)

$$N = \frac{\beta_d F}{V_{\text{ж}}} = \frac{2bL\beta_d}{b \cdot HW_{\text{ж}}} = \frac{4L\beta_d}{d_3 W_{\text{ж}}} \quad (19)$$



где $F = 2bL$; b – ширина канала, м; $V_{ж} = b \cdot HW_{ж}$ – объемный расход жидкости, м³/с.

В итоге из (17) и (19) получим

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{4L\beta_d}{d_3 W_{ж}}\right) \quad (20)$$

Выражение (20) полностью совпадает (при $u_t = \beta_d$) с уравнением, полученным в работах [3, 5, 7, 8] с использованием теории турбулентной миграции частиц и вероятностно-стохастической модели. Отличие заключается лишь в том, что скорость турбулентной миграции частиц u_t в данных работах находится экспериментально.

Результаты расчета по выражению (20) для рассмотренного примера даны на *рис. 4*.

Заключение

В рассмотренном случае длина пластин в сепарационной зоне тонкослойного отстаивания должна быть не менее 3 м при КПД $\approx 80-90$ %. Это подтверждается численными исследованиями тонкослойного отстойника [13] и результатами промышленной эксплуатации отстойников после их оборудования тонкослойными элементами [3, 13].

Реальная эффективность отстойников будет иметь значения между данными, полученными по модели идеального вытеснения (17) и идеального смешения (18). Чтобы учесть перемешивание потока в тонкослойных элементах необходимо использовать модели структуры потоков (диффузионную или яче-

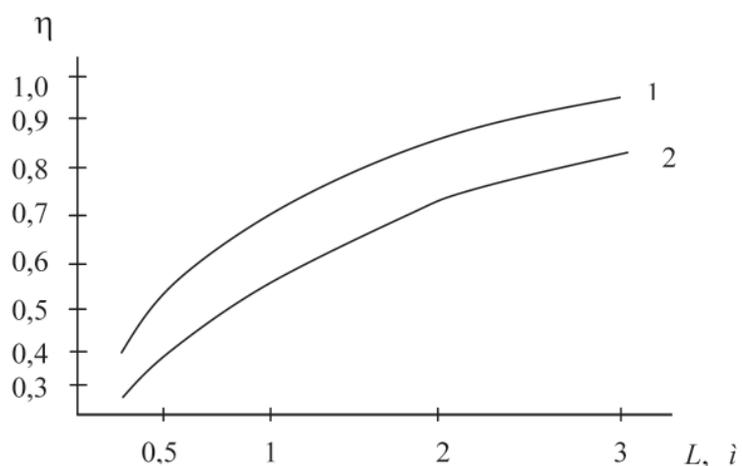


Рис. 4. Зависимость эффективности турбулентной сепарации частиц от длины тонкослойных элементов, 1 – диаметр $d_ч = 5,5 \cdot 10^{-5}$ м; 2 – $d_ч = 5 \cdot 10^{-4}$ м; 3 – $\rho_ч = 7560$ кг/м³. Расчет по выражению (20).

чную). 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 (4) с учетом различных механизмов переноса.

Литература

1. Демура М.В. Проектирование тонкослойных отстойников. Киев: Будивельник, 1981. 220 с.
2. Проскуряков В.А. Очистка сточных вод в химической промышленности / В.А. Проскуряков. – М.: Химиздат, 1978. – 120 с.



куряков, Л.И. Шмидт. Л.: Химия, Ленингр. отд. 1977. 282 с.

3. Лаптев А.Г. Разделение гетерогенных систем в насадочных аппаратах / А.Г. Лаптев, М.И. Фарахов. Казань: Казанск. гос. энерг. ун-т, 2006. 342 с.

4. Лаптев А.Г. Гидромеханические процессы в нефтехимии и энергетике: Пособие к расчету аппаратов / А.Г. Лаптев, М.И. Фарахов. Казань: Изд-во Казанск. гос. ун-та, 2008. 729 с.

5. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1980. 176 с.

6. 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.

7. Сугак Е.В. Очистка газовых выбросов в аппаратах с интенсивными гидродинамическими режимами / Е.В. Сугак, Н.А. Войнов, Н.А. Николаев. Казань: РИЦ «Школа», 1999. 224 с.

8. Алексеев Д.В. Комплексная очистка стоков промышленных предприятий методом

Ключевые слова:

турбулентная миграция, коэффициенты переноса, эффективность осаждения, тонкослойное отстаивание

струйной флотации / Д.В. Алексеев, Н.А. Николаев, А.Г. Лаптев. Казань: КГТУ. 2005. 156 с.

9. Медников Е.П. Поперечная миграция частиц, взвешенных в турбулентном потоке // Доклады Академии наук СССР, 1972. Т.206. № 3. С. 543-546.

10. Медников Е.П. Миграционная теория турбулентно-инерционного осаждения аэрозолей в трубах и каналах: сравнение с экспериментом // Коллоидн. ж., 1975. Т. 37. № 2. С. 292-298.

11. Лаптев А.Г. Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов. Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2007. 500 м.

12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 688 с.

13. Фарахов М.И. Сепарация дисперсной фазы из жидких углеводородных смесей в нефтепереработке и энергосбережение / М.И. Фарахов, А.Г. Лаптев, И.П. Афанасьев. Казань: Казанск. гос. энерг. ун-т, 2005. 134 с.



A.G. Laptev, M.M. Basharov

EFFICIENCY OF THIN-LAYER SETTLING TANK UNDER TURBULENT CONDITIONS

Liquid turbulent flow with dispersed phase in thin-layer tank channels has been analyzed. Approach when turbulent settling of fine-dispersed phase is treated as diffusion process modification is observed.

On the basis of mass-transfer and turbulent boundary layer theories there was obtained particle transport equation. Calculation data of turbulent separation efficiency using ideal mixing

and plug flow models have been presented.

Key words: turbulent migration, thin-layer settling, transfer rate, settling efficiency