

06
с-54

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ БССР

Белорусский технологический институт
имени С. М. Кирова

На правах рукописи

66.02

Собин Владимир Мартынович

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ОДНО- И ДВУХФАЗНОГО (ГАЗОЖИДКОСТНОГО)
ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В КОНТАКТНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

05.17.08 – Процессы и аппараты химической
технологии

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Минск 1972

66
С-54

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
Б С С Р

БЕЛОРУССКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ С.М.КИРОВА

На правах рукописи

Собин Владимир Мартынович

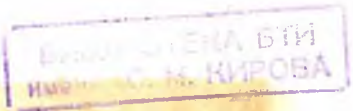
ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
Одно- и двухфазного (газожидкостного)
закрученного потока в контактных элементах



05.17.08 - Процессы и аппараты химической
технологии

2995 ар

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук



Минск - 1972

Работа выполнена в Белорусском технологическом институте
имени С.М.Кирова.

Научный руководитель:

кандидат технических наук, доцент А.И. БУШОВ

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН БССР, доктор технических
наук, профессор Б.М. СМОЛЬСКИЙ,

кандидат технических наук, доцент

И.В. ДОМАНСКИЙ

Ведущее предприятие: Гродненский химкомбинат

им. С.О. Прищипко

Автореферат разослан 25 ноября 1972 г.

Защита диссертации состоится 27 декабря 1972 г.
в 10 часов на заседании Совета Белорусского технологического
института им.С.М.Кирова (220630, г.Минск, ул.Свердлова, 13а,
корп. 4, ауд. 220).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Ученый секретарь Совета,
кандидат технических наук



(Е.А. Грушевская)

Важной проблемой современной химической технологии является изыскание способов дальнейшей интенсификации процессов тепло- и массообмена. Один из таких способов — гидродинамическое воздействие с помощью закрутки потока. Эффективность данного способа показана в ряде работ советских и зарубежных исследователей.

В последнее время предложены и исследуются контактные тарелки элементного типа с взаимодействием фаз в восходящем закрученном потоке, позволяющем принципиально по-новому подойти к их конструктивному решению. Основные процессы в таких аппаратах протекают в контактных элементах, представляющих собой короткие трубы с статическими закручивателями на начальном участке.

Преимущественно исследовались конкретные аппараты с целью получения количественных зависимостей, особенности же самого закрученного потока изучены не достаточно. Сложность и малая изученность процессов гидродинамики и тепло-массообмена в закрученном потоке, определяющим из которых является гидродинамика, препятствует объяснению физической стороны явления, созданию инженерных методов расчета и сдерживает разработку и внедрение аппаратов в промышленность.

Целью настоящей работы является комплексное исследование гидродинамических характеристик одно- и двухфазного закрученного потока, создаваемого в отдельных контактных элементах с помощью тангенциальных каналов. Среди известных типов закручивающих устройств тангенциальные каналы привлекают своей конструктивной простотой и энергетической выгодностью. Исследование включает в себя изучение полей скоростей и давлений турбулентного газового ядра, характеристики пленки жидкости и гидравлического сопротивления.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов, заключения, списка использованной литературы и приложения с основными экспериментальными данными.

Первая глава содержит критический обзор литературы (193 наименования) по гидродинамике одно- и двухфазного закрученного потока в тру-

... и, а также основные вопросы гидродинамики осевого двухфазного потока в его кольцевом режиме течения. Установлено, что преимущественно получены данные по полному гидравлическому сопротивлению однофазного потока для отдельных типов закручивателей. Мало работ посвящено исследованию полей скоростей и давлений. Практически отсутствуют данные по турбулентной структуре закрученного потока, что вызывает значительные трудности при постановке задач для аналитического исследования даже однофазного потока. Изучалась только средняя толщина пленки жидкости на всей длине трубки.

II. Структура одно- и двухфазного закрученного потока в коротких трубах

Элементарную модель двухфазного закрученного потока можно представить в виде пленки жидкости, перемещающейся по стенке трубы, и газового ядра, движущегося по центральной части трубы. В таком случае задачу о движении двухфазного закрученного потока целесообразно расчленить на две самостоятельные задачи: течение пленки жидкости под действием касательного напряжения со стороны газа и течение газа в канале, стенками которого является поверхность пленки. Движение газа тогда приближенно описывается системой уравнений для однофазного потока, но с отличными коэффициентами турбулентной вязкости.

Однако при пленочной шероховатости в отличие, например, от песочной существуют нелинейные взаимодействия между газом и пленкой жидкости, в результате которых изменения в газе приводят к изменениям в пленке и наоборот. В этом состоит основная трудность постановки адекватных граничных условий взаимодействия фаз для теоретического решения задачи, и экспериментальный путь изучения является весьма желательным.

Уравнение турбулентного осесимметричного движения вязкой жидкости в тангенциальном направлении, записанное для области вне пограничного слоя без учета радиальной скорости, имеет вид

$$\mu \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\mu}{Re} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w}{z^2} \right). \quad (I)$$

где $Re = \frac{U_{cp} R}{\nu}$ и все величины безразмерные, в которых масштаб для скоростей является U_{cp} .

При известном распределении ψ , с помощью (1) возможен расчет затухания тангенциальной скорости. Если принять ψ , не зависящим от z (Weissler R., Perlmutter M., *Int. Heat Mass Transfer*, 1, 1960), то уравнение (1) допускает аналитическое решение.

Решение будем искать при следующих граничных условиях:

$$z = 0, \quad w = 0 \quad (2)$$

$$z = 1 - \delta_1^+, \quad w = w_0 \quad (3)$$

Учитывая малую толщину пограничного слоя δ_1^+ на начальных участках трубы, будем приближенно считать $w = w_0$ при $z = 1$, а U независимой от x .

Для решения (1) при условиях (2) и (3) используем конечное интегральное преобразование Ханкеля

$$\bar{w} = \int_0^1 z J_0(\rho z) w dz, \quad (4)$$

где ρ - положительный корень уравнения

$$J_1(\rho) = 0 \quad (5)$$

формулой обращения для преобразования Ханкеля служит ряд

$$w = 2 \sum \frac{J_1(\rho z)}{J_2^2(\rho)} \bar{w} \quad (6)$$

Умножая правую и левую часть (1) на $z J_0(\rho z)$, интегрируя с учетом (2), получим обыкновенное дифференциальное уравнение, решая которое с учетом (3) и применяя (6), окончательно получим

$$w = 2 \sum \frac{J_1(\rho z)}{J_2^2(\rho)} \left[\int_0^1 f(z) z J_0(\rho z) dz \right] \exp\left(-\frac{\nu}{U Re} \rho^2 x\right) + w_0 \left[-\frac{J_0(\rho)}{\rho} + \frac{J_1(\rho)}{\rho^2} \right] \left[\exp\left(-\frac{\nu}{U Re} \rho^2 x\right) - 1 \right], \quad (7)$$

где суммирование происходит по всем положительным корням (6), из которых первые три равны: 3,83; 7,02; 10,17. Ряд (7) быстро сходится и для расчетов достаточно провести суммирование по двум корням.

Значения ψ и $f(z)$ определяются из эксперимента.

Однако ψ , как будет установлено ниже, не является строго состо-

ной величиной даже в области вне пограничного слоя, а является, по меньшей мере, функцией градиента скорости и γ . На основе теории пути перемешивания Прандтля прием следующую связь между ν и градиентом скорости

$$\nu = l^2 \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right) \quad (8)$$

При кинематическом подобии тангенциальную скорость можно представить

$$w = W_m(x) \cdot f(r) \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (1) и разделяя переменные, будем иметь

$$W_m \frac{dW_m}{dx} = l^2 \left(\frac{df}{dr} - \frac{f}{r} \right) \left(\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} - \frac{f}{r^2} \right) \cdot \frac{1}{u f} = \lambda, \quad (10)$$

Отсюда для W_m получим

$$W_m = \frac{1}{\lambda_1 x + C_1} \quad (11)$$

Из (11) видно, что затухание тангенциальной скорости происходит по гиперболе, в то время как в (7) затухание определяется экспонентой.

Значения постоянных λ_1 и C_1 в (11) проще всего определить из экспериментальных данных. Ввиду сложности уравнение для f можно при необходимости решить только численно.

Применимость (7) и (11) для расчетов затухания тангенциальной скорости может быть установлена из эксперимента.

Для определения кинетической энергии вращательного движения в гидравлического сопротивления полезно ввести понятие средней тангенциальной скорости по сечению трубы, которая определяется из закона сохранения момента количества движения. В результате получена зависимость

$$w_{cp} = \frac{3Kw_{0r} Re_r}{2 \cdot R}, \quad (12)$$

где K - коэффициент, учитывающий отличие расчетной схемы от действительной и определяемый из эксперимента.

Распределение полей скоростей и давлений в закрученном потоке

Исследование восходящего одно- и двухфазного закрученного потока проводилось в контактных элементах диаметром 30, 40, 50 и 51 мм, пред-

ставляющих собой трубу, относительной длиной $L/d' = 4+5$. Закручивание осуществлялось с помощью тангенциальных щелей на начальном участке трубы. Использовались шесть тангенциальных щелей, высотой равной диаметру при соотношении суммарной площади щелей и площади сечения трубы (критерий крутки) $\lambda = 1,0; 0,612; 0,383$. Высота щелей и их количество приняты исходя из минимальных входных потерь.

Особое внимание уделено разработке методики измерений полей скоростей и давлений, поскольку применение шарового зонда невозможно из-за малых диаметров труб. Принят способ раздельных замеров направления вектора полной скорости (угол закрутки), полного и статического давлений. Для определения угла закрутки служил двухканальный зонд-угломер со скосами под 45° , полного и статического давлений - одноканальные зонды вида "лебединой шеи" диаметром ~ 1 мм. Ориентация зондов в потоке выполнялась с помощью специального координатника, позволяющего перемещать трубки вдоль и вокруг собственной оси с точностью соответственно $0,01$ мм и $0,5^\circ$. Погрешность измерения скоростей не превышает 5%.

Замеры проводились в 4-х сечениях по высоте элемента, первое из которых располагалось непосредственно за входными щелями при исследовании однофазного потока или за пятателем при исследовании двухфазного потока, последующие - через интервалы длины, равные диаметру.

Опыты по изучению однофазного потока проводились при изменении $Re_2 = (3,33+8,23) \cdot 10^4$.

В результате обработки экспериментальных данных получены профили осевой и тангенциальной скорости и установлена автомодельность течения по скорости газа.

Осевые скорости как в направлении течения, так и в зоне обратных токов мало меняются по длине элемента. Некоторое отклонение обнаружено только в первом сечении, где еще сказываются входные условия. Типичные безразмерные профили осевой скорости для трех степеней крутки приведены на рис. 1. В зависимости от степени крутки структура потока

изменяется: для $\lambda = 1,0$ зона обратных токов располагается на оси трубок, а для $\lambda = 0,383$ - в виде узкого кольца на некотором расстоянии от оси. Для $\lambda = 0,612$ картина подобна предыдущей, но в узком кольце скорости еще имеют небольшие положительные значения. С увеличением крутки профиль осевой скорости заметно вытягивается у стенки.

Для тангенциальных скоростей установлено подобие профилей в различных сечениях трубы (рис. 2), что соотносится с результатами (Гостинцев Ю.А., Зайцев В.М. Изв., 20, №3, 1971), полученными в трубах с закружителями в виде скрученной ленты. По абсолютному значению максимальные тангенциальные скорости превосходят средние осевые соответственно в 2,3 и 4 раза для трех степеней крутки и с увеличением закрутки максимумы их смещаются к стенке.

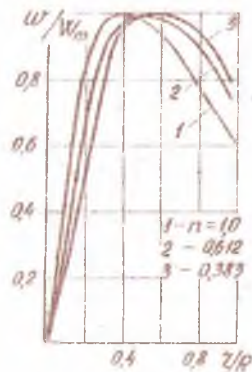
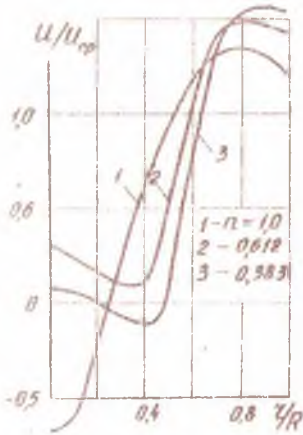


Рис. 1. Профиль осевой скорости.

Рис. 2. Подобный профиль тангенциальной скорости.

По полученному профилю тангенциальной скорости в первом сечении были определены средние тангенциальные скорости в сечении. Результаты сравнивались с формулой (12), откуда и найдены значения K . Для трех диаметров элементов и степеней крутки $\lambda = 1,0; 0,612$ средние значения $K = 1,31$, а для $\lambda = 0,383 - K = 0,91$. С этой точки зрения

применение устройств со степенью крутки меньше $\lambda = 0,612$ является невыгодным, так как имеет место значительное возрастание входных потерь. С практической стороны наиболее приемлемо и выгодно применение в аппаратах устройств со степенью крутки порядка $\lambda = 1,0$, которым в дальнейшем и уделено основное внимание.

Полученные данные позволили определить скорость затухания крутки по длине и оценить применимость изложенных выше двух выражений для V . Согласно первому выражению профиль тангенциальной скорости удовлетворяет (7), из которого следует зависимость

$$W_m = W_{m0} \exp(-C_2 x), \quad (13)$$

где W_{m0} - максимальная тангенциальная скорость в первом сечении.

Согласно второму выражению затухание определяется (11). Из экспериментальных данных найдены соответствующие постоянные в (11) и (13), после подстановки которых зависимости для $\lambda = 1,0$ примут вид

$$W_m/U_{cp} = 2,14 \exp(-0,016 x/R), \quad (14)$$

$$W_m/U_{cp} = \frac{1}{0,0135 x/R + 0,444} \quad (15)$$

Трудность сравнения (14) и (15) состоит в том, что мы располагаем экспериментальными данными на коротком участке трубы, на котором обе зависимости хорошо описывают результаты опытов. Поэтому затухание тангенциальной скорости оценивается сравнением расчетов по (14) и (15) с близкими экспериментами, полученными в трубах длиной 140 R . Эти эксперименты лучше согласуются с (15), что и следовало ожидать. Зависимость (14) получена в предположении постоянства V по сечению и длине трубы, что и приводит к более быстрому затуханию крутки. Для начальных же участков труб (7) и (14) дают вполне приемлемые результаты.

Влияние орошения на структуру, турбулентного закрученного газового потока исследовалось в трубе диаметром 51 мм при $\lambda = 1,0$ на системе воздух-вода. Подача воды осуществлялась выше тангенциальных каналов через кольцевую щель, шириной 2 мм, расположенную на расстоянии

0,5 d от закручивателя и от первого сечения для замера. Такой подход жидкости упрощает конструкцию, способствует сохранению закрутки газового потока и является наиболее приемлемым для практического использования в аппаратах. Опыты проводились при $Re_2 = (5,1+8,5) \cdot 10^4$ и $Re_{пл} = 68+410$ по вышеописанной методике с периодической продувкой зондов в 4-х сечениях по высоте элемента. В районе оси трубы опыты проведены до $Re_{пл} = 635$.

Установлено, что в исследованном диапазоне орошений автомоделность по скорости газа при $Re_{пл} = const$ приближенно сохраняется. Сравнение углов закрутки при различных скоростях газа показало на более быстрое спрямление потока при меньших скоростях, но максимальные отклонения не превышают $2-3^\circ$. Естественно, что с дальнейшим увеличением орошений автомоделность по Re_2 будет все более нарушаться.

Обращает на себя внимание увеличение осевой скорости вблизи поверхности пленки с ростом $Re_{пл}$. На величину осевой скорости вблизи пленки влияют два фактора: уменьшение полной скорости газовой фазы в результате увеличения сил трения на границе раздела фаз и увеличение осевой скорости в результате оттеснения газа пленкой жидкости. Под действием первого фактора осевая скорость вблизи пленки должна уменьшаться, под действием второго - увеличиваться. По-видимому, второй фактор на начальном участке трубы, где тангенциальная скорость еще велика, имеет решающее значение. В первом сечении профиль осевой скорости изменялся только вблизи пленки, а на оси трубы изменений не обнаружено даже при $Re_{пл} = 635$. С удалением от входа наблюдалось быстрое уменьшение зоны обратных токов и при $Re_{пл} = 635$ она исчезала в 4-м сечении.

В отличие от осевой, тангенциальная скорость уменьшается по всему сечению, но профили ее в первом приближении, подобны. Вблизи пленки затухание скорости идет явно быстрее. Изменение максимальной тангенциальной скорости по длине на данном участке хорошо описывается прямой линией, уравнение которой

$$W_m / U_{cp} = 1,935 - 2,13 \cdot 10^{-4} Re_{nл} - (3,1 \cdot 10^{-2} + 7,57 \cdot 10^{-5} Re_{nл})^2 / R \quad (16).$$

Полученные данные свидетельствуют о возрастании осевых и тангенциальных скоростей в пристенной зоне, значительно превосходящие средние расходные скорости, что благоприятно сказывается на процессах переноса количества движения, тепла и вещества.

Из распределения тангенциальных скоростей установлено, что в районе оси трубы центробежные силы оказывают стабилизирующее действие на поток, подавляя возмущения. В районе стенки трубы, наоборот, центробежные силы оказывают активное воздействие на поток, возмущая его, где и создаются условия для возникновения вихрей Тейлора-Гертлера.

Структура турбулентности закрученного потока

Центробежные силы оказывают также влияние на структуру турбулентности потока, что выражается в изменении величины пульсационных составляющих скорости и их анизотропности.

По данным исследований представляется возможным получить информацию о структуре турбулентности косвенным методом, в частности, распределение коэффициента турбулентной вязкости, пути перемешивания Прандтля и касательных напряжений по сечению трубы. Несмотря на большой интерес, на эти вопросы пока однозначного ответа в литературе не имеется.

Располагая экспериментами по профилям скоростей, можно по уравнению (I) определять V_T .

Уравнение (I) было решено численно. При этом для определения первых и вторых производных w использовались интерполяционные формулы и графическое дифференцирование. В результате решения получены распределения V_T . По известным V_T затем определялись касательное напряжение в тангенциальном и осевом направлениях, а также путь перемешивания ℓ из (8).

Для $N = 1,0$ типичные распределения представлены на рис.3 и 4. Из рис. 3 видно, что V_T возрастает с увеличением радиуса почти до

самой стенки в это значение превосходят значения для осевого потока. Как известно, для осевого потока максимум V_T достигается на половине радиуса. Таким образом, область вблизи стенок в закрученном потоке особенно сильно турбулизована, а по центру трубы, наоборот, слабо турбулизована. Такое распределение V_T вместе с повышенными скоростями у стенки и является главной причиной интенсификации процессов тепло- и массообмена в закрученном потоке.

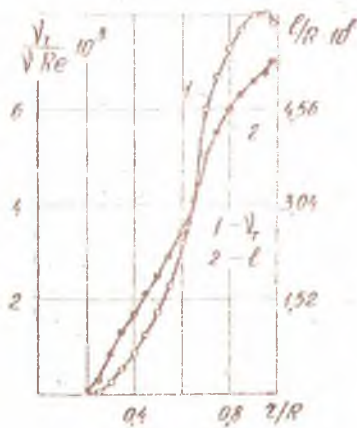


Рис. 3. Распределение коэффициента турбулентной вязкости V_T и пути перемешивания l по сечению.

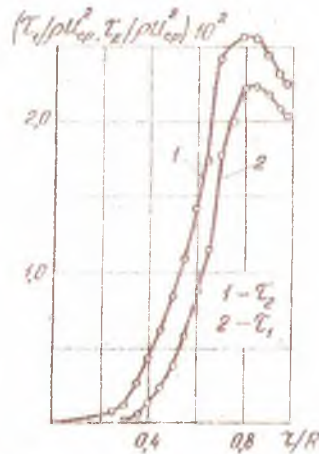


Рис. 4. Распределение осевого ξ_1 и тангенциального ξ_2 касательных напряжений по сечению.

Профили длины пути перемешивания и касательных напряжений также значительно отличаются от соответствующих для осевого потока. Касательное напряжение ξ_1 в районе зоны обратных токов принимает небольшие отрицательные значения.

В зависимости l от радиуса можно выделить три характерных области: от 0 до $0,2R$ $l = const$, от $0,2R$ до $0,9R$ l примерно линейно зависит от радиуса, в пристенной области, простирающейся от стенки на расстояние $\approx 0,1R$. Примем, как и для осевого потока, что l линейно уменьшается до 0. Тогда будем иметь

$$\begin{aligned} \text{при } 0 \leq \tau \leq 0,2 & \quad C/R = 0,1 \cdot 10^{-2}; \\ 0,2 \leq \tau \leq 0,9 & \quad C/R = (0,1 \cdot 10^{-2} + 0,07\tau); \quad (17) \\ 0,9 \leq \tau \leq 1,0 & \quad C/R = 0,49(1 - \tau) \end{aligned}$$

Из третьей зависимости видно, что константа турбулентности в пристенной области для тангенциальной скорости несколько больше аналогичной для осевого потока и составляет $\approx 0,49$.

Расчеты, проведенные по определению сопротивления трения с использованием касательных напряжений, показали удовлетворительное совпадение с опытными данными, что свидетельствует о правомерности сделанных допущений.

Подобный анализ для газовой фазы двухфазного потока показал, что ψ увеличивается с ростом $Re_{пл}$ и его абсолютные значения больше значений для однофазного потока. Соответственно увеличиваются и турбулентные коэффициенты тепло- и массопереноса. Значения ψ в двухфазном потоке могут быть приближенно рассчитаны по ψ однофазного потока с привлечением зависимости (16).

III. Течение пленки жидкости под действием закрученного потока газа

Из уравнения изменения количества движения для восходящей ламинарной пленки жидкости, принимая, что определяющее значение на течение жидкости оказывает осевое касательное напряжение (Алимов Р.З. ХИЛ, 10, 1966), и пренебрегая радиальным градиентом давления в пленке, ввиду ее малой толщины, получим

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u^2 dy = \delta \frac{dp}{dx} - \tau_0 - \delta \tau_{ж} + \tau, \quad (18)$$

где $y = R - z$.

Подставляя в (18) профиль скоростей в пленке в виде полинома третьей степени, после промежуточных преобразований будем иметь

$$-1,243 \frac{\rho_m g^2 \delta^5}{\delta^2} - \frac{0,146 g \tau_0 \delta^5}{\nu_{ж}} - 0,146 \frac{g \delta^5 \tau_0'}{\nu_{ж}} -$$

$$-0,0261 \frac{\xi_1^2 \delta^2 \delta'}{\gamma_{ж} \mu_{ж}} - 0,0374 \frac{\xi_1 \delta^3 \xi_1'}{\gamma_{ж} \mu_{ж}} \quad (19)$$

$$= 2,4 \frac{\mu_{ж} q}{\delta^2} - \frac{2\delta \xi_1}{R} + 1,2 \xi_1 - \delta \gamma_{ж}$$

где штрихи обозначают дифференцирование по x .

Полученное уравнение (19) является сложным нелинейным уравнением первого порядка, найти общее аналитическое решение которого не представляется возможным.

В диссертации, путем оценки слагаемых левой части, уравнение (19) приводится к уравнению Риккати, для которого методом последовательных приближений найдены два приближения к решению, но, ввиду громоздкости, они здесь не выписываются.

Если отбросить всю левую часть (19), ввиду ее малости, то сразу получим уравнение, близкое к полученному Семеновым Н.А. для осевого потока

$$\delta^3 \gamma_{ж} + 2,4 \mu_{ж} q - \frac{2\delta^3 \xi_1}{R} - 1,2 \delta^2 \xi_1 = 0, \quad (20)$$

отличающееся только постоянным коэффициентом в первом слагаемом. Далее без существенной погрешности в (20) можно пренебречь третьим слагаемым. Тогда получим

$$\delta^3 \gamma_{ж} + 2,4 \mu_{ж} q - 1,2 \delta^2 \xi_1 = 0 \quad (21)$$

В условиях, когда можно пренебречь действием силы тяжести, уравнение (21) примет вид

$$\delta = 1,41 \sqrt{\frac{\mu_{ж} q}{\xi_1}} \quad (22)$$

Таким образом, толщина пленки жидкости в закрученном потоке определяется зависимостями, подобными для осевого потока, но с другим катальным напряжением ξ_1 , которое должно быть заранее известно. Поскольку ξ_1 в закрученном потоке больше, то толщина пленки — меньше.

Проведена серия расчетов по формулам (21) и (22) с использованием (30). При этом закономерность изменений ξ_1 по длине принималась такой же, как и без 'оромения. В результате расчетов получено распределение толщины пленки по длине элемента. Установлено, что при $Re_{\tau} \geq 6 \cdot 10^4$

силой тяжести можно пренебрегать и определять δ по уравнению (22). Расчетные данные при небольших орсенях удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Для получения более детальной информации о характере течения пленки и ее волновой структуре проведены экспериментальные исследования в элементах диаметром 30 и 51 мм при $n = 1,0$ и $0,612$. Основная серия опытов выполнена в элементе $d = 30$ мм и $n = 1,0$. Жидкость подавалась через кольцевую щель в стенке трубы на $0,5 d$ выше тангенциальных каналов, шириной 2 мм. Опыты проводились в диапазоне изменения $Re_{пл} = 70-1100$ и $Re_2 = (3,33+8,5) \cdot 10^4$. Измерения осуществлялись в трех или четырех сечениях по высоте элемента, первое из которых располагалось на расстоянии $0,5 d$ от щели для ввода жидкости, последующие - через интервалы длины, равные диаметру. Толщина пленки измерялась контактным методом иглы. Определялась минимальная, характеризующая непрерывный слой жидкости непосредственно у стенки, средняя и максимальная толщина пленки.

Найдено, что поверхность пленки всегда возмущена нерегулярными волнами разлчного типа. Меняются в некоторых пределах как амплитуда, так и частота волн. Стабильность поверхности пленки определяется режимом течения. Волны представляют собой вытянутые образования, так как отношение $\delta_{\max} / \delta_{\text{ср}}$ достигает значений 4 и более.

Установлено, что δ_{\min} не зависит от $Re_{пл}$ и величины x/d , а определяется Re_2 , с увеличением которого δ_{\min} уменьшается. По абсолютной величине δ_{\min} может достигать всего нескольких сотых долей миллиметра, т.е. основная масса жидкости перемещается в волнах. Результаты опытов с точностью $\pm 12\%$ обобщаются зависимостью

$$\delta_{\min} / d = 2,48 \cdot 10^{-3} Re_2^{-0,18} \quad (23)$$

Для $\delta_{\text{ср}}$ и δ_{\max} в зависимости от $Re_{пл}$ выделено 3 характерных режима движения пленки. Первый режим *C* наблюдается до $Re_{пл} = 300$, второй *D* - от $Re_{пл} \approx 300$ до 600, третий *E* - для $Re_{пл} > 600$. С увели-

числом Re_2 граница между режимами несколько смещается в сторону больших $Re_{пл}$.

Опытные данные с точностью ± 15 и $\pm 17\%$ обобщаются зависимостями

$$\delta_{ср}/d = A Re_2^a Re_{пл}^b (x/d)^c \quad (24)$$

$$\delta_{max}/d = B Re_2^m Re_{пл}^n (x/d)^k \quad (25)$$

Постоянные и показатели степеней приведены в таблице

Режим движения пленки	A	a	b	c	B	m	n	k
C	$2,033 \cdot 10^4$	1,61	0,323	0,2	46,25	1,4	1,195	0,335
D	10,5	1,3	1,1	0,3	10,5	1,1	0,918	0,26
E	$1,097 \cdot 10^3$	1,3	0,391	0,2	$7,715 \cdot 10^2$	1,1	0,26	0,125

Режим C соответствует ламинарному течению жидкости и характеризуется относительно стабильным волнообразованием. Отношение $\delta_{max}/\delta_{ср}$ достигает наибольших значений. В этом режиме возможно возникновение вихрей Тейлора-Гертлера.

Режим D характеризуется турбулентным течением пленки. В этом режиме происходит частичный срыв жидкости с поверхности волн. Амплитуда и длина волн уменьшается, $\delta_{ср}$ и δ_{max} растут с увеличением $Re_{пл}$.

В режиме E начинается значительный унос жидкости с поверхности пленки в газовый поток. Поэтому $\delta_{ср}$ и δ_{max} с увеличением $Re_{пл}$ меняются слабо. Однако оторвавшаяся капля жидкости под действием центробежных сил концентрируется в непосредственной близости к поверхности пленки, что дополнительно способствует росту межфазной поверхности.

Опыты, проведенные на элементе с $d = 51$ мм, удовлетворительно описываются (24) и (25), а при $n = 0,612$ наблюдалось, что $\delta_{ср}$ при прочих равных условиях, в соответствии с предсказаниями теории, уменьшается, в то время как δ_{max} практически не меняется.

Влияние вязкости жидкости, в качестве которой использовалась вода с небольшими добавками оксиэтиленгликоля, в диапазоне 2+7 сгз учтено

приведением расхода вязкой жидкости к расходу воды

$$W_{водн} = W_{вязк} \left(\frac{\mu_{ж}}{\mu_{в}} \right)^f, \quad (26)$$

где $f = 0,35$ для первого режима и $f = 0,215$ для второго и третьего режимов. В этом случае результаты хорошо описываются (24) и (25)

Сравнение данных по $\delta_{ср}^2$ с аналогичными для восходящего осевого потока показало, что в соответствии с результатами теоретического анализа $\delta_{ср}^2$ в закрученном потоке существенно меньше.

IV. Гидравлическое сопротивление в одно- и двухфазном закрученном потоке

Если гидравлическое сопротивление входа и выхода длинных труб мало по сравнению с сопротивлением трения, то для коротких труб оно может составлять основную долю. Для определения составных частей гидравлического сопротивления необходимо иметь распределения давлений по радиусу и длине трубы.

Гидравлическое сопротивление определялось по изменению среднего полного давления, полученного численным интегрированием экспериментальных данных, в каждом сечении. Из вычисленному таким образом среднему полному давлению в первом сечении установлено сопротивление входа. По изменению давления в конце и за выходным сечением элемента - сопротивление выхода. Сопротивление трения определялось для всего элемента и по полученным данным вычислялся средний коэффициент сопротивления трения λ .

Гидравлическое сопротивление однофазного потока принято выражать через коэффициенты сопротивления. Коэффициенты сопротивления входа, выхода и всего элемента практически не зависят от скорости, однако заметна тенденция к некоторому уменьшению с увеличением скорости. С увеличением крутки потока коэффициенты резко возрастают. Для коэффициента сопротивления входа получена зависимость

$$\lambda_{вх} = \exp(3,66 - 2,53n), \quad (27)$$

2995ap



и для выхода из всей трубы соответственно

$$\xi_{\text{вых}} = \exp(2,76 - 1,865n), \quad (28)$$

$$\xi_m = \exp(4,23 - 2,345n) \quad (29)$$

Установлено, что если входные потери определять по динамическому напору средней тангенциальной скорости из (12), то для $n = 1,0$; 0,612 коэффициент сопротивления равен 1. Для $n = 0,383$ такой метод дал результаты, заниженные \approx на 40%. Ранее при расчете средней тангенциальной скорости по (12), также отмечалось относительное уменьшение тангенциальной скорости по сравнению с $n = 1,0$; 0,612, т.е. при $n = 0,383$ появляется источник дополнительных потерь. В этой связи энергетическую выгодность различных степеней крутки и тягов закручивающих устройств целесообразно определять по коэффициенту сопротивления входа, подсчитанному по средней тангенциальной или полной скорости, создаваемой закручивающим устройством на выходе из него.

Если предположить, что изменение λ , определяемого по средней полной скорости, на начальном участке трубы в закрученном потоке аналогично осевому при тех же скоростях, то их можно привести в соответствие

$$\lambda = K_1 \cdot K_2 f(x/d) \lambda_{oc}, \quad (30)$$

где K_1 - поправка, связанная с увеличением длины линий тона закрученного потока вблизи стенки, равная

$$K_1 = 2,59 - 1,18n \quad (31)$$

и в частности, для $n = 1,0$; 0,612; 0,383, соответственно 1,41; 1,9; 2,14;

K_2 - поправка, связанная с некоторым увеличением трения в закрученном потоке в связи с тем, что максимум полной скорости располагается ближе к пристенной зоне, равная 1,1;

$f(x/d)$ - поправка на начальный участок, связанная с развитием пограничного слоя;

λ_{oc} - коэффициент сопротивления трения осевого потока, определяемый формулой Блазикуса

$$\lambda_{oc} = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (32)$$

Поправка $f(x/d)$ слабо (Сидоров Э.А. ИФЖ, II, №8, 1959) зависит от Re_2 и для исследуемого диапазона ее можно представить в виде:

$$f(x/d) = 2,32(x/d)^{-0,26} \quad (33)$$

λ , определяемое (30), уменьшается с увеличением Re_2 и несколько увеличивается с уменьшением n и его средние значения хорошо согласуются с опытными. Поскольку использование λ для касательного напряжения в зависимости (21) показало удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных по средней толщине пленки, то, по-видимому, распределение λ по (30) в закрученном потоке близко к действительности.

Опыты по изучению гидравлического сопротивления в двухфазном потоке проводились на системе воздух-вода и воздух-жидкость, с отличными от воды вязкостью и поверхностным натяжением, при $n = 1,0$ и $0,612$ в диапазоне изменения расходов воздуха $40-200 \text{ м}^3/\text{час}$ и жидкости $25-1100 \text{ л/час}$. Основные опыты выполнены при подводе жидкости через кольцевую щель выше тангенциальных каналов. Серия опытов проведена при подводе жидкости выше закручивателей через кольцевую щель, образованную внутренней стенкой элемента и заглушкой.

Установлено, что опытные данные, полученные в контактных элементах различных диаметров и представленные в координатах $Eu - Re_{ne}$, при постоянстве других переменных удовлетворительно группируются около кривых, соответствующих определенным Re_2 .

Как и для пленки жидкости наблюдалось три режима течения двухфазного потока. Это дополнительно свидетельствует о решающем влиянии, которое оказывает характер течения пленки жидкости на гидравлическое сопротивление трения.

Гидравлическое сопротивление с увеличением Re_2 стремится к автомодельному режиму по Re_2 . При $n = 0,612$ практически во всем диапазоне орошений наблюдалась автомодельность по Re_2 . В этом случае при $Re_2 \approx 8,5 \cdot 10^4$ влияние степени закрутки такое же, как и в однофазном

формулы (29).

Получена зависимость

$$Eu = 3,5 + \frac{Re_{пл} - 70}{2,33 \cdot 10^{-2} Re_2 - 600} \quad (34)$$

применима во всем исследованном диапазоне орошений.

Гидравлическое сопротивление до $Re_{пл} = 70$ определяется как и для сухого элемента по (29).

Влияние вязкости жидкости, так же как и для пленки, учитывается (26).

При изменении поверхностного натяжения \approx в 3 раза отмечено незначительное (2-3%) уменьшение гидравлического сопротивления при малых $Re_{пл}$ и неизменность его при больших $Re_{пл}$.

При подводе жидкости ниже закручивателей данные обобщены зависимостью

$$Eu = 31 + \frac{Re_{пл} - 70}{4,17 \cdot 10^{-2} Re_2 - 1408} \quad (35)$$

На основе отмечавшейся выше взаимосвязи характера течения пленки жидкости и гидравлического сопротивления установлена обобщенная связь между касательным напряжением на границе раздела фаз и максимальной толщиной пленки. Зависимость τ_L от σ_{\max} для $\pi = 1,0$ хорошо описывается прямой, отсекающей на оси ординат при нулевом орошении отрезок, равный касательному напряжению сухого элемента,

$$\frac{\tau_L}{\rho U_{cp}^2} = \frac{\tau_{сух}}{\rho U_{cp}^2} + 10,2 \frac{\sigma_{\max}}{d} \quad (36)$$

где $\tau_{сух}$ - касательное напряжение сухого элемента.

Зависимость (36) получена для орошений до $Re_{пл} = 350$.

Установленный факт может быть использован для определения сопротивления трения и уточнения теоретических решений о закономерностях течения пленки жидкости под действием закрученного газового потока.

В ы в о д ы

1. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование структуры, закономерностей течения пленки жидкости и гидравлического сопряжения одно- и двухфазного закрученного потока в контактных элементах.

2. Рассмотрено два выражения для коэффициента турбулентной вязкости при расчете распределения тангенциальной скорости газовой фазы по сечению и длине элемента.

Первое выражение предполагает постоянство коэффициента турбулентной вязкости для области вне пограничного слоя, второе получено на основе гипотезы пути перемешивания Прандтля. Использование первого выражения позволило получить аналитически распределение тангенциальной скорости.

3. По разработанной методике экспериментально изучены профили осевых и тангенциальных скоростей, максимальные значения которых смещаются от оси к стенке и значительно превосходят средние осевые скорости. С увеличением степени крутки относительный рост тангенциальной скорости уменьшается, и поэтому, приемлемым с практической и выгодным с энергетической точек зрения является применение устройств с $\lambda = 1,0$.

4. Исследовано влияние орошения на структуру газового потока и выяснены особенности в деформации профиля осевой скорости.

5. Профили скоростей позволили установить, что оба выражения для коэффициента турбулентной вязкости могут быть использованы для расчета затухания тангенциальной скорости в коротких трубах. Из них второе выражение более правильно отражает структуру турбулентности закрученного потока.

6. Численным методом с использованием экспериментальных данных получены распределения турбулентной вязкости, касательных напряжений и пути перемешивания Прандтля.

Определены константы турбулентности для ядра и пристенной зоны.

7. Показано, что интенсификация процессов тепло- и массообмена в

закрученном потоке обусловлена возрастанием абсолютных значений скорости вблизи стенки или поверхности раздела фаз и смещением максимума коэффициента турбулентной вязкости в пристенную зону.

8. Для ламинарного режима течения пленки жидкости предложена методика теоретического расчета средней толщины и изменения ее по длине трубы в закрученном потоке. Сравнение расчетных толщин с экспериментальными при небольших орошениях показало их хорошее совпадение.

9. Получена более детальная информация о характере течения пленки жидкости и ее волновой структуре. Контактным методом иглы исследована минимальная, средняя и максимальная толщина пленки и установлено, что основная масса жидкости перемещается в волнах. Выявлено три гидродинамических режима течения пленки, влияние степени закрутки и вязкости жидкости. Результаты обобщены критериальными уравнениями.

10. Получены зависимости для гидравлического сопротивления входа, выхода и трения однофазного потока, а также сопоставлены коэффициенты трения в осевом и закрученном потоках.

11. Данные по гидравлическому сопротивлению двухфазного потока также показали существование трех режимов течения, отмеченных для пленки жидкости. Это свидетельствует о решающем влиянии, которое оказывает характер течения пленки на гидравлическое сопротивление трения.

Результаты опытов описаны зависимостями, справедливыми во всем исследованном диапазоне орошений. Установлена обобщенная связь между касательным напряжением на границе раздела фаз и максимальной толщиной пленки жидкости.

12. Результаты проведенных исследований использованы для расчета прямооточию-центробежных тарелок элементного типа промышленных колонн, внедряемых на Гродненском химкомбинате.

Основные обозначения

- x, z - продольная и поперечная координаты;
- u, w - осевая и тангенциальная составляющие скорости, м/сек;
- w_0 - значение w на границе пограничного слоя, м/сек;
- u_{cp}, w_{cp} - средние значения осевой и тангенциальной скорости по сечению, м/сек;
- $J_1(z)$ - функция Бесселя первого рода первого порядка;
- W_m - максимальная тангенциальная скорость в сечении, м/сек;
- $w_{\delta z}$ - скорость в тангенциальных щелях, м/сек;
- $n = \frac{F_{щ}}{F_m}$ - степень закрутки потока;
- $F_{щ}$ - суммарная площадь тангенциальных щелей, м²;
- F_m - площадь сечения элемента, м²;
- R, d - радиус и диаметр элемента, м;
- R_{cp} - средний радиус тангенциальных щелей, м;
- $Re_2 = \frac{u_{cp} d}{\nu}$ - критерий Рейнольдса газа;
- $Re_{жл} = \frac{q}{\nu_{ж}}$ - критерий Рейнольдса жидкости;
- $Eu = \frac{\Delta P}{\rho u_0^2}$ - число Эйлера;
- ρ - плотность орошения, м³/м.сек;
- $\nu, \nu_{ж}$ - коэффициент кинематической вязкости газа и жидкости, м²/сек;
- ν_T - коэффициент турбулентной вязкости газа, м²/сек;
- ℓ - путь перемешивания, м;
- u_0 - осевая скорость на границе раздела фаз, м/сек;
- τ, τ_2 - осевое и тангенциальное касательные напряжения, н/м²;
- τ_0 - осевое касательное напряжение на стенке, н/м²;
- $\delta_{мин}, \delta_{cp}, \delta_{макс}$ - минимальная, средняя и максимальная толщина пленки, м.

Основное содержание диссертация опубликовано в следующих работах:

1. В.М.Собин, А.И.Ершов. Исследование структуры и гидравлического сопротивления турбулентного закрученного потока в коротких трубах. Изв. АН БССР, серия физ.-энергетич., 3, 1972.

2. В.М.Собин, А.И.Ершов. Исследование гидродинамики одно- и двухфазного закрученного потока в коротких трубах. Тепло- и массообмен, т.1. Конвективный тепло- и массообмен, ч.1, Минск, ИТМО, 1972.

3. В.М.Собин, А.И.Ершов. Влияние жидкости на структуру турбулентного закрученного газового потока в коротких трубах. Изв. ВУЗов СССР "Энергетика", 12, 1972.

4. А.И.Ершов, В.М.Собин и др. Исследование гидродинамики тепло- и массообмена при ректификации и сепарации в скоростных контактных аппаратах. Сб. рефератов НИР, сер. 0.3, № 27-28, 1971.

Содержание основных разделов диссертации докладывалось и обсуждалось на:

1. IV Всесоюзном совещании по тепло- и массообмену. Минск, май, 1972.

2. IV Всесоюзной конфер. по перспективам развития и совершенствов. произв. СЕК, ВЭС и ПАВ, Шебекино, сентябрь, 1972.

3. Отчетных научно-техн. конф. Белорусского технологического института им.С.М.Кирова в апреле 1971 и 1972 гг.

AT 07445. Подписано к печати 21.XI.72 г.
Объем 1,1 п.л. Заказ 610. Тираж 120 экз.

Отпечатано на ротавинте БТИ им. С.М. Кирова,
г. Минск, ул. Свердлова 13.