

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ГАЗА С ЖИДКОЙ ПЛЕНКОЙ

И. П. СЕМЕНОВА, А. Е. ЯКУБЕНКО

(Москва)

Рассмотрено турбулентное движение газа, граничащего с пристенной жидкой пленкой. Предполагается, что поток газа возбуждает в жидкости сложную систему движений, в принципе аналогичных движениям в пристенной зоне однородного турбулентного потока с поперечным сдвигом. Вследствие этих движений поток газа оказывается существенно турбулизированным уже на границе газ — пленка. Расчет в этом предположении связи перепада давления со средней скоростью газа приводит к удовлетворительному качественному и количественному согласию с экспериментом. При этом для масштаба турбулентности на границе принята линейная зависимость от толщины пленки, которая позволила удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные при помощи двух эмпирических констант.

1. Одним из руководящих принципов работы теплообменных аппаратов современной химической промышленности является осуществление процессов на поверхности тонких движущихся пленок жидкости. Поэтому проблема взаимодействия турбулентного газового потока с пристенной жидкой пленкой имеет большое практическое значение. Наряду с этим указанная проблема носит фундаментальный характер, поскольку она проясняет структуру пристенной области турбулентного потока с поперечным сдвигом.

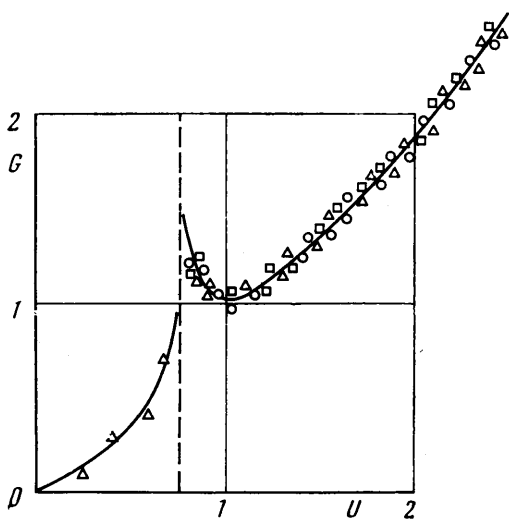
Рассматриваемая здесь задача в ее простейшей схематизации такова [1]: в вертикальной трубке движутся параллельно два потока — поток жидкости в виде пленки по стенкам и турбулентный поток газа в центральной части. Возможны три различных режима течения: нисходящий прямоток (оба потока движутся вниз), противоток (пленка стекает вниз, газ движется вверх), восходящий прямоток (жидкость и газ подаются снизу, пленка увлекается вверх силой трения, приложенной со стороны газового потока). Расходы воды и воздуха могут регулироваться. На входе и выходе из рабочей части измеряется давление. Работа в режиме восходящего прямотока считается в ряде случаев наиболее перспективной.

На фиг. 1 представлены в безразмерных координатах результаты экспериментальных измерений зависимости перепада давления от средней скорости газового потока [2]. Как видно, все точки, несмотря на различные условия опытов и свойств жидкости, лежат на одной кривой. Левая ветвь, соответствующая работе в режиме противотока, монотонна вплоть до некоторого критического значения средней скорости газа, при которой наступает так называемый «захлеб» (жидкость заполняет сечение трубки) и противоток прекращается. Правая ветвь соответствует работе в режиме восходящего прямотока. Характерной особенностью двухфазного потока в этом режиме является наличие ниспадающего участка кривой и точки максимума, что свидетельствует о качественном отличии такого потока от обычного однофазного.

Приведем характерные значения параметров в экспериментах по восходящему прямотоку: диаметр трубки порядка сантиметра, длина рабо-

чей части порядка метра, газ — воздух, жидкость — вода, средняя скорость газа — десятки метров в секунду, средняя скорость воды — десятки сантиметров в секунду, толщина пленки — порядка сотен микрон.

При этом получается, что число Рейнольдса для воздуха равно 10^4 , для воды 10. Заведомо ясно, что поток газа — развитый турбулентный поток.



Фиг. 1

Что касается пленки жидкости, то, казалось бы, при таких значениях числа Рейнольдса она ламинарна, и поскольку плотность ее гораздо больше, чем плотность газа, то пленка могла бы рассматриваться как жесткая стенка, быть может шероховатая.

Однако пленка находится в контакте с турбулентным потоком газа, со стороны которого к ее поверхности приложены значительные внешние возмущения.

В цикле экспериментальных работ [3-5] по структуре пристенной турбулентности однородного потока с поперечным сдвигом была обнаружена сложная система циклических по времени и пространству

движений, возникающих в области, примыкающей к стенке. Эта область, согласно современным представлениям, может быть разбита на три зоны: вязкий подслой $0 < y^+ < 5$ ($y^+ = v^* y / \nu$, v^* — динамическая скорость), зону порождения $5 < y^+ < 7$ и так называемую область «следа» $y^+ > 70$.

Предполагаемая в этой работе модель взаимодействия турбулентного потока газа с пристенной жидкой пленкой состоит в том, что в пленке, «сопряженной» с потоком газа силами трения, развиваются движения, характерные для пристеночной области однородного турбулентного потока. На возбуждение этих движений затрачивается определенная энергия. Ввиду того что плотность и динамическая вязкость жидкости гораздо больше плотности газа, турбулентный поток газа затрачивает на возбуждение этих движений дополнительную энергию по сравнению с энергией, затрачиваемой в сухой трубке при тех же числах Рейнольдса.

Ввиду того что величины $\nu \bar{\rho}$ для воздуха и воды близки (отличаются менее чем в два раза), величины $y^+ = v^* h / \nu$ (h — толщина пленки) для жидкости и газа отличаются незначительно, т. е. поток жидкости в пристенной зоне «подстраивается» к потоку газа таким образом, что если пленка попадает, например, в область порождения, то и газовый поток над ней ведет себя соответственно, будучи турбулентным уже на границе раздела.

Разумеется, на турбулентное движение в пленке, текущей по вертикальной стенке, накладываются движения, характерные для поверхности раздела фаз, прежде всего капиллярные и гравитационные волны, однако эти движения не только не являются ламинаризирующими поток факторами, но, наоборот, его турбулизуют [5].

Фотографии поверхности пленки воды, находящейся в контакте с турбулентным потоком воздуха [6], подтверждают стохастический характер движения на поверхности жидкости с явной поперечной периодичностью,

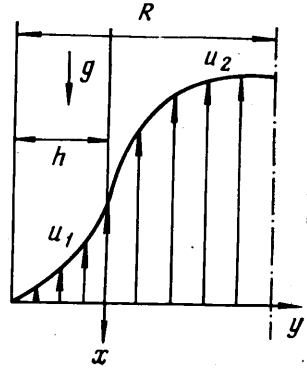
причем стохастичность возрастает с ростом орошения и скорости газа, т. е. с ростом y^+ .

Экспериментальные данные [6, 7] демонстрируют повышение сопротивления двухфазного течения по сравнению с однофазным при тех же числах Рейнольдса. Это повышение можно объяснить возбуждением в пленке системы движений, более энергоемких, чем соответствующие движения в пристенной области однородного потока из-за большей плотности жидкости.

Предлагаемая модель взаимодействия может быть использована не только при рассмотрении гидродинамики двухфазных потоков в каналах, но и при изучении взаимодействия ветра с поверхностями водоемов, и в особенности процессов теплообмена в приповерхностном слое.

2. Перейдем к качественному и количественному описанию взаимодействия турбулентного потока газа и жидкой пленки и объяснению экспериментальных данных в режиме восходящего прямотока.

Схема течения и направление осей координат показаны на фиг. 2. Рассматриваются осредненные движения в жидкости и газе. Течение считается стабилизированным по длине. Основные уравнения и граничные условия имеют вид



Фиг. 2

$$(2.1) \quad \frac{d}{dy} \left(\mu_1^* \frac{du_1}{dy} \right) = -G_1, \quad G_1 = \rho_1 g - \frac{dp}{dx}; \quad \frac{dp}{dx} = \text{const}$$

$$\frac{d}{dy} \left(\mu_2^* \frac{du_2}{dy} \right) = G_2, \quad G_2 = \frac{dp}{dx} - \rho_2 g, \quad G_1 = \delta - G_2$$

$$\delta = g(\rho_1 - \rho_2)$$

$$(2.2) \quad u_1 = 0 \quad (y = -h); \quad u_1 = u_2, \quad \mu_1^* \frac{du_1}{dy} = \mu_2^* \frac{du_2}{dy} \quad (y = 0)$$

$$\frac{du_2}{dy} = 0 \quad (y = R - h)$$

Здесь $\mu_1^* = \mu_1 + \mu_{1T}$, $\mu_2^* = \mu_2 + \mu_{2T}$, μ_1 и μ_2 — молекулярные вязкости жидкости и газа, μ_{1T} и μ_{2T} — турбулентные вязкости. Как показывают экспериментальные измерения [3, 4], несмотря на пространственный и нестационарный характер движения в пристенной зоне однородного турбулентного потока, влияние турбулентной вязкости не сказывается на профиле скорости осредненного движения в пределах $0 < y^+ < 15$. Поэтому будем считать, что в тонкой пленке влияние турбулентной вязкости на осредненное движение пренебрежимо мало (впоследствии будут вычислены толщины пленок и показано, что значения y^+ лежат в нужном диапазоне). Таким образом, для жидкости положим $\mu_1^* = \mu_1$.

Будем также считать, что $\rho_2 g \ll dp/dx$, т. е. пренебрежем весом газа. Из-за малости толщины пленки можно считать, что величиной dp/dx в уравнении (2.1) можно пренебречь по сравнению с $\rho_1 g$, т. е. считать, что пленка находится под действием силы тяжести, направленной вниз, и силы трения, приложенной со стороны газа к ее поверхности и увлекающей ее вверх.

Интегрирование уравнений с использованием второго и четвертого условий (2.2) дает выражение для распределения касательных напряжений

$$(2.3) \quad \mu_1 u_1' = -(\delta - G_2)y - G_2(R - h), \quad \mu_2 u_2' = G_2 y - G_2(R - h)$$

Интегрируя первое уравнение (2.3) с использованием первого и третьего условий (2.2), получим выражение для скорости течения в пленке

$$(2.4) \quad \mu_1 u_1 = 0.5(\delta - G_2)(h^2 - y^2) - (R - h)G_2(y + h)$$

Введем выражение для плотности орошения q и проинтегрируем (2.4) по толщине пленки. Имеем

$$(2.5) \quad (\delta - G_2)h^3 - 1.5G_2(R - h)h^2 - 3\mu_1 q = 0,$$

$$q = \int_{-h}^0 u_1 dy$$

Это уравнение дает зависимость толщины пленки от градиента давления G_2 и плотности орошения q . Знак q характеризует режим работы: значения $q > 0$ соответствуют противотоку,

$q < 0$ — восходящему прямоходу. Уравнения (2.3)–(2.5) написаны для плоского случая. Они сохраняют свой вид и для цилиндрического случая, если положить $G_2 = 0.5 dp/dx$ и считать $h \ll R$.

Исследуем уравнение (2.5) для случаев $q > 0$ и $q < 0$. В случае противотока ($q > 0$) уравнение (2.5) имеет один положительный корень. При $G_2 = 0$ (отсутствие потока газа) для толщины пленки получается выражение

$$h = h_0 = (3\mu_1 q / \delta)^{1/3}$$

Такова толщина пленки при ее свободном стекании под действием силы тяжести. Когда $G_2 = \delta$, из (2.5) следует, что толщина пленки больше радиуса трубы, что невозможно.

При $h = R$ получаем $G_2 = \delta(1 - h_0^3/R^3)$.

Отсюда видно, что при $G_2 \sim \delta$ работа происходит вблизи захлеба, когда жидкость заполняет сечение трубы (на фиг. 1 режим захлеба соответствует пунктирной линии). Таким образом, при нормальной работе выполняется соотношение $G_2 \ll \delta$, т. е. $dp/dx \ll \rho_1 g$.

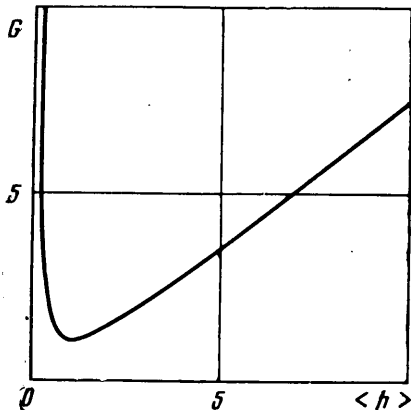
В режиме восходящего прямохода ($q < 0$) уравнение (2.5) имеет два положительных корня или не имеет положительных корней вовсе. Нетрудно видеть, что с точностью до членов порядка $h/R \ll 1$

$$(2.6) \quad \delta h^* = G_2^* R$$

Подставляя (2.6) в (2.5), для толщины пленки имеем

$$(2.7) \quad h^* = (6\mu_1 |q| / \delta)^{1/3} = 2^{1/3} h_0 \quad (q < 0)$$

На фиг. 3 изображена зависимость $G_2(h)$. При $G_2 < G_2^*$ работа в режиме восходящего прямохода невозможна. При $G_2 < G_2^*$ могут осуществляться два режима в восходящем прямоходе. Им соответствуют две различные толщины пленки. Для объяснения этого факта воспользуемся первым



Фиг. 3

уравнением (2.3) и запишем выражение для напряжения трения на стенке

$$(2.8) \quad \tau_w = \left(\mu_1 \frac{du_1}{dy} \right)_{y=h} = \delta h - G_2 R$$

Из соотношения (2.6) следует, что при $G_2 = G_2^*$ и $h = h^*$ трение на стенке τ_w равно нулю. В этом случае разность давлений уравнивает вес жидкости. На фиг. 3 видно, что такой режим течения соответствует минимальному перепаду давления. Вблизи этого режима могут осуществляться два других: один из них соответствует случаю, когда вся жидкость в пленке течет вверх (т. е. большему значению силы трения, приложенной со стороны газа к поверхности пленки), другой — когда часть жидкости стекает вниз, а часть движется вверх, но так, что суммарный расход отрицателен ($q < 0$). Этот режим работы соответствует меньшему значению силы трения на границе раздела.

3. Согласно принятой модели газ на границе раздела уже обладает достаточно развитой турбулентностью. Попытаемся учесть это обстоятельство в рамках простейшей модели Прандтля. Представим масштаб турбулентности в следующем виде:

$$(3.1) \quad l = \kappa(y + l_0)$$

Для турбулентной вязкости получим выражение

$$(3.2) \quad \mu_{2t} = \rho_2 \kappa^2 (y + l_0)^2 \left| \frac{du_2}{dy} \right|$$

Величина l_0 характеризует масштаб турбулентности на границе раздела. Основываясь на изложенных выше сведениях о течении в пристенной области однородного турбулентного потока и высказанной гипотезе, можно ожидать, что безразмерный масштаб турбулентности на границе раздела должен зависеть от динамической толщины пленки $h v^* / \nu_2$ (здесь v^* — динамическая скорость на поверхности раздела), т. е. от безразмерного расстояния от стенки. Если пленка достаточно тонка и величина v^* такова, что параметр $h v^* / \nu_2$ соответствует зоне вязкого подслоя ($h v^* / \nu_2 < 5$), то масштаб турбулентности на границе раздела должен быть очень малым, близким к нулю. Если значение $h v^* / \nu_2$ соответствует зоне порождения турбулентности ($5 < h v^* / \nu_2 < 70$), то масштаб должен расти с ростом $h v^* / \nu_2$. В ядре ($h v^* / \nu_2 > 70$) он должен быть большим, но постоянным.

Отметим здесь, что v^* — динамическая скорость на поверхности раздела — принята постоянной по толщине, ввиду того что пленка очень тонка. В случае течения в горизонтальном канале это с большим основанием можно считать справедливым. При тении в вертикальном канале воздействие силы тяжести приводит к нарушению этого предположения. Однако в режимах восходящего прямотока, соответствующих правой ветви кривой (фиг. 1), когда профиль скорости в пленке почти линеен, условие постоянства касательного напряжения в пленке справедливо.

Подставляя $\mu_{2t} = \mu_2 + \mu_{2t}$ во второе уравнение (2.3), разрешая его относительно du_2 / dy и вводя безразмерные переменные, получим после элементарных преобразований уравнение для определения скорости газа

$$(3.3) \quad \frac{d\langle u_2 \rangle}{d\eta} = - \frac{2G(1-\eta)(1-\langle h \rangle \alpha)}{\text{Re}_*^{-1} + [\text{Re}_*^{-2} + 4\kappa^2(\eta + \langle l_0 \rangle)^2 G(1-\eta)(1-\langle h \rangle \alpha)]^{0.5}}$$

Используя условие равенства скоростей на поверхности раздела $u_1(0) = u_2(0)$, из уравнения (2.4) получим выражение для скорости газа на

границе раздела, которое служит граничным условием для (3.3). В безразмерном виде имеем

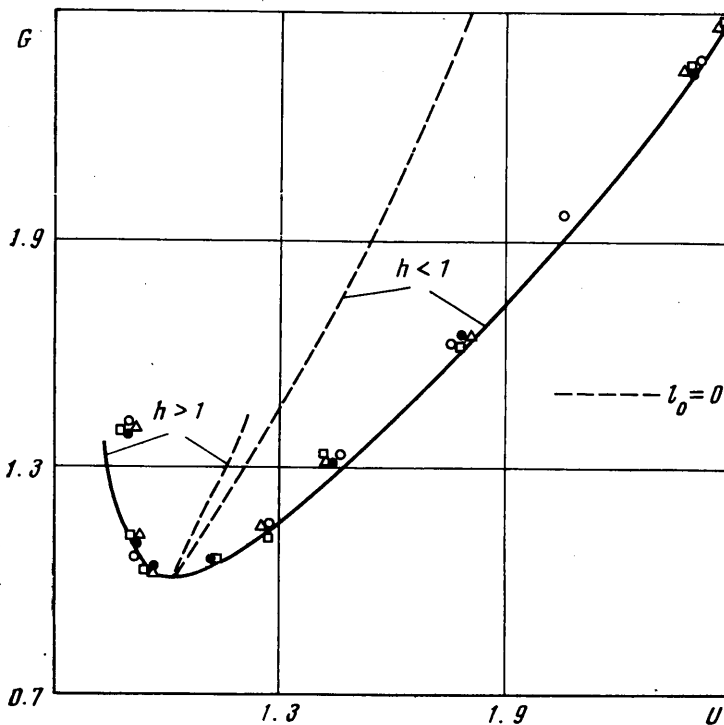
$$(3.4) \quad \langle u_2(0) \rangle = \text{Re}_0 \langle \mu \rangle [0.5(\langle \delta \rangle - G) \langle h \rangle^2 \alpha^2 - G(1 - \langle h \rangle \alpha) \langle h \rangle \alpha]$$

$$\langle u_2 \rangle = \frac{u_2}{u_2^0}, \quad G = \frac{G_2}{G_2^*}, \quad \langle h \rangle = \frac{h}{h^*}, \quad \eta = \frac{y}{R-h}, \quad \langle \mu \rangle = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

$$\langle l_0 \rangle = \frac{l_0}{R-h}, \quad u_2^0 = \left(\frac{G_2^* R}{\rho_2} \right)^{1/2}, \quad \alpha = \frac{h^*}{R}, \quad \langle \delta \rangle = \frac{\delta}{G_2^*}$$

$$\text{Re}_0 = \text{Re}_0(1 - \langle h \rangle \alpha), \quad \text{Re}_0 = u_2^0 R / \nu_2$$

где u_2^0 — динамическая скорость в режиме, когда $\tau_w = 0$, G_2^* , h^* — градиент давления и толщина пленки в этом режиме.



Фиг. 4

Параметр α характеризует физические свойства жидкости, величину орошения и радиус трубки. Координата η меняется от 0 до 1.

Уравнение (3.3) с граничным условием (3.4) интегрировалось численно. При этом использовалась зависимость $\langle h \rangle$ от G , даваемая уравнением (2.5), записанная в безразмерном виде, а для масштаба турбулентности была принята линейная зависимость от безразмерной толщины пленки

$$\langle l_0 \rangle = l_{00} + A(\langle h \rangle - 1)$$

На основе полученного решения была построена зависимость безразмерного перепада давления от средней скорости газа.

На фиг. 4 представлен результат сравнения экспериментальных данных работы [2] (сплошная кривая) и численного решения уравнения (3.3) (точки). Здесь же пунктиром представлены результаты расчетов течения в газе без учета турбулентности на границе ($l_0=0$). Решение, полученное с учетом турбулентности газа уже на самой границе с пленкой, находится в хорошем согласии с экспериментом, в то время как отождествление поверхности раздела с твердой стенкой ($l=\kappa y$) приводит к количественному и качественному расхождению с экспериментальными данными.

Если проводить сравнение различных режимов при фиксированной величине орошения ($q=\text{const}$), то правая ветвь кривой на фиг. 4 соответствует течению газа с большими скоростями и малыми толщинами пленок, левая — течению при меньших скоростях и более толстым пленкам. Значение $U=0.8$ соответствует режиму захлеба.

Константа l_{00} в формуле (3.5) определялась из условия совпадения значения скорости в режиме минимального сопротивления ($\langle h \rangle = 1$, $U=G=1$) с экспериментальным значением, константа A — из условия равенства нулю масштаба турбулентности на границе в режиме, когда толщина пленки минимальна ($U=2.5$, $h=0.326$). Например, для эксперимента в трубке радиуса $R=0.536$, орошение $q=0.2$ см²/сек, принято $l_{00}=0.0097$, $A=0.0157$, при этом теоретическое значение скорости получается равным 11 м/сек, экспериментальное — 10.6 м/сек, что можно считать вполне удовлетворительным.

Сопоставим теперь, как соответствуют значения параметра $y^+ = hv^* / \nu_1$ для пленок различной динамической толщины разбиению пристенной области на зоны ядра, порождения турбулентности и подслоя, т. е. выясним, в какой зоне пристенной области расположена пленка жидкости. Полученное решение показывает, что в правой ветви кривой (фиг. 4) для самой тонкой пленки (самая большая скорость в эксперименте 30 м/сек) y^+ принимает значение 6.8, т. е. поверхность пленки лежит на границе вязкого подслоя; при умеренной толщине пленки (режим минимума сопротивления скорости газа 10—15 м/сек) y^+ принимает значение 10.6 — граница пленки и газа расположена в начале зоны порождения турбулентности, в режимах с толстой пленкой (скорости меньше 10 м/сек — левая ветвь кривой фиг. 4) y^+ принимает значение 23.4, т. е. пленка «глубоко» утоплена в зоне порождения.

Полученные числа очень показательны при сопоставлении с основной гипотезой. Режимы возрастания средней скорости газа с ростом перепада давления — правая часть кривой $G(U)$ — соответствуют «утопленным» пленкам, т. е. таким, что параметр для них принимает значения, близкие к значениям в вязком подслое, масштаб турбулентности мал. Хотелось бы получить значение y^+ для самой тонкой пленки несколько меньше, чем 6.8, такое, чтобы y^+ изменялось от 0 до 5. Было принято, что масштаб турбулентности на границе пленка — газ равен нулю для крайней правой точки. Можно надеяться, что эксперимент при несколько большей скорости газа даст значение y^+ в нужном диапазоне. Для участков кривой $G(U)$, соответствующих работе в режимах, близких к минимуму и всей левой части, параметр y^+ принимает значения, характерные для зоны порождения турбулентности. Движения в пленке становятся более крупномасштабными и энергоемкими. Этим, видимо, можно объяснить наличие ниспадающего участка кривой $G(U)$, где с ростом градиента давления, средняя скорость газа падает.

Оценки масштаба турбулентности на границе раздела показывают, что он составляет примерно десятую часть толщины пленки в режимах вблизи точки минимума и левее ее.

В заключение авторы пользуются случаем выразить свою благодарную память о беседах с ныне покойным профессором П. А. Семеновым, который привлек их внимание в этой проблеме, а также поблагодарить Г. Г. Черного и Г. А. Любимова за обсуждение и внимание к работе.

Поступила 1 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов П. А. Течение жидкости в тонких слоях. *Ж. техн. физ.*, 1944, т. 14, № 7, 8.
2. Соловьев А. В., Преображенский Е. И., Семенов П. А. Гидравлическое сопротивление в двухфазном потоке. *Хим. пром-ть*, 1966, № 8.
3. Kline S. J., Reynolds N. G., Schraub F. A., Runstadler P. W. The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 1967, vol. 30, pt 4, pp. 741-773.
4. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 30, pt 1, pp. 1-30.
5. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
6. Takahata H., Fujita H., Kodama T., Kuribayashi M., Aiso F. Heat and mass transfer in countercurrent flow of air and water film in reetangular vertical duct. *Bull. ASME*, 1974, vol. 17, No. 109.
7. Кадач Т. Л., Олевский В. М., Дмитриев М. А. Гидродинамика газового потока в пленочной трубчатой колонке при противоточном движении фаз. *ТОХТ*, 1974, т. 5, № 2.