

УДК 532.5:66.021.3

## **ВЛИЯНИЕ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ НА МАССООБМЕН В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ**

**Е.А. ДЕМЕХИН, Е.Н. КАЛАЙДИН, А.А. РАСТАТУРИН**

*Кубанский государственный университет, Краснодар*

Рассматривается абсорбция слаборастворимого газа в тонкой пленке вязкой несжимаемой жидкости, стекающей по вертикальной поверхности. Поверхность пленки является границей раздела жидкостно-газовой фазы. Проведены расчеты для естественных и возбужденных поверхностных волн. Получено хорошее совпадение с экспериментальными данными. Для каждого числа Рейнольдса найдена оптимальная частота волны, соответствующая режимам уединенных волн, при которой достигается максимум коэффициента массоотдачи. Исследованы основные режимы массообмена в пленке жидкости.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Исследование тепломассообмена в пленках жидкости является одной из важных проблем гидромеханики. Большая поверхность контакта при малых удельных расходах жидкости делает пленку жидкости весьма эффективным средством межфазного тепломассообмена. Дополнительная интенсификация процессов переноса газа в жидкость происходит за счет волнообразования. Несмотря на обширную сферу применения жидких пленок, многие вопросы, связанные с процессами переноса в волновых пленках, остаются открытыми. В первую очередь, это касается влияния поверхностных волн на тепломассоперенос. Как следует из экспериментальных работ [1], волновые режимы могут увеличивать массообмен от 100 до 400 %.

В самых ранних моделях физической десорбции слаборастворимого газа в стекающей пленке ее поверхность считали гладкой, а время контакта фаз — малым, что привело к теории проникания Хигби [2]. Эксперименты и дальнейшие исследования показали, что в действительности коэффициенты массоотдачи для гладкой пленки принимают в несколько раз большие значения, чем предсказанные теорией. Возникло предположение о влиянии обнаруженных на ее поверхности волн на процесс переноса.

В работе [3] проводились исследования волнового движения поверхности, стекающей вдоль вертикальной стенки, и диффузии слаборастворимого газа через эту поверхность в жидкость. Производилась регистрация набора параметров волн и массообмена в стационарных и естественных волновых режимах. Для определения влияния волн использовался фактор интенсификации массоотдачи, равный отношению числа Шервуда к коэффициенту массоотдачи для гладкой пленки  $Sh_0 = \sqrt{6h_0Pe/\pi L}$ , полученному из теории проникания [2, 4]. Для исключения влияния начального участка стекания на средний коэффициент массоотдачи производилось моделирование естественных волновых режимов течения

квазистационарными волнами, возбужденными пульсациями расхода жидкости. Установление волнового режима происходит на расстоянии порядка длины волны от начала рабочего участка.

Для всех рассматриваемых длин массообменного участка с ростом числа Рейнольдса до  $\sim 20\text{--}30$  относительный коэффициент массоотдачи значительно увеличивается, а при  $Re > 100$  заметно снижается до значений  $Sh/Sh_0 < 1$ . В работе [3] сделан вывод, что бóльшие абсолютные значения фактора интенсификации достигаются при бóльших значениях скорости и амплитуды волны и для более длинных волн. Были показаны отличия массообмена для разных частот волн (но максимум по частоте не найден) и то, что для естественных волн существенную роль в массообмене играет начальный участок стекания пленки. Были получены зависимости фактора интенсификации массоотдачи  $Sh/Sh_0$  от числа Рейнольдса для разных значений длины массообменного участка.

В работе [1] экспериментально исследовано влияние характеристик двумерных стационарных волн, а также трехмерных волн на массообмен в ламинарно-волновой пленке. Представлена зависимость массообмена от характеристик волн. В результате установлено, что интенсификация массообмена начинается при числах Рейнольдса, равных 5–7, а при  $Re = 20\text{--}30$  значение  $Sh/Sh_0$  достигает 2–2,5. Показано увеличение массообмена в зависимости от периода  $T$  двумерных стационарных волн. Чем больше период волн, тем сильнее интенсифицируется массообмен. Так, при  $Re = 9,9$  короткие волны приводят к увеличению коэффициента массоотдачи на 50 %, а длинные — на 150 % по сравнению с безволновым потоком. При  $Re > 30\text{--}40$  не удалось получить зависимости  $Sh/Sh_0$  от периода, поскольку двумерные волны становятся неустойчивыми к трехмерным возмущениям и реализуются режимы с трехмерными нерегулярными волнами. В данной работе проведено сравнение двумерных и трехмерных волн по степени их влияния на массообмен. Измерялось относительное число Шервуда для двумерных искусственно возбужденных волн и для трехмерных волн, образованных разрушением двумерных волн той же частоты с помощью игл, касающихся своими концами поверхности рабочего участка пленки. Волны становились трехмерными и пространственно нерегулярными, однако их средняя частота оставалась равной частоте пульсаций расхода жидкости. Получено, что двумерные волны увеличивают массообмен до двух раз более эффективно, чем трехмерные. Сделан вывод, что как для двумерных, так и для трехмерных волн механизм интенсификации массообмена один и тот же и проявляется он тем сильнее, чем крупнее волны и чем больше расстояние между ними, т. е. чем больше нелинейность. Интенсификация массообмена лишь за счет увеличения площади свободной поверхности пленки при волнообразовании пренебрежимо мала, поскольку прирост поверхности волновой пленки по сравнению с гладкой не превышает 1–2 %.

В работе [5] экспериментально определена степень увеличения массообмена в ламинарной пленке для регулярных двумерных волн. Показана зависимость массообмена от частоты и скорости волн. Представлены результаты экспериментов как для естественных режимов течений (без контролируемых возмущений), так и с контролируемыми возмущениями на входе, которыми моделировались двумерные волны на поверхности стекающей пленки жидкости. Для диапазона  $Re = 15\text{--}53$  были найдены частоты волн, при которых достигается максимум массообмена. Было установлено, что в гребне волны происходит циркуляция жидкости, а на поверхности волны находятся две точки, в которых линии тока идут с поверхности пленки внутрь волны. Существующая циркуляция в гребне волны обновляет жидкость вблизи поверхности пленки, что увеличивает растворение газа в промежутке

между гребнями. Двумерные волны монотонно увеличивают этот эффект с увеличением высоты и скорости гребней.

В работе [6] приведено объяснение интенсификации массообмена в ламинарно-волновой области чисто волновым механизмом (при небольших числах Рейнольдса). Рассматриваются длинные стационарные волны. В случае абсорбции слаборастворимого газа диффузионное число Пекле  $Pe$  велико, поэтому уравнение конвективной диффузии записывается в приближении пограничного слоя. Так как пограничный слой очень тонкий, то можно рассматривать плоский профиль скорости. Упрощенное решение уравнения в автомодельной форме можно получить при толщине диффузионного слоя  $\delta \ll h$ . Тогда в уравнении конвективной диффузии вместо профиля скоростей достаточно взять их значения на поверхности пленки. Вводится автомодельная переменная  $y/\delta$ , уравнения для безразмерной концентрации и условной толщины диффузионного слоя разделяются. Решение первого уравнения записывается через интеграл ошибок, а второе решается методом характеристик.

Толщина диффузионного слоя резко уменьшается во впадинах, и именно здесь наблюдается локальный максимум потока массы. Если в какой-то точке поверхности скорость  $U$  достигнет значения фазовой скорости  $c$ , то пленка будет состоять из волновых ячеек, не зависящих друг от друга в диффузионном отношении.

В общем случае произвольных периодических возмущений интенсификация массообмена на свободной поверхности определяется тремя факторами — скоростью, амплитудой и формой волны. В зависимости от соотношений между этими факторами различные волны могут по-разному влиять на коэффициенты массопереноса, причем как увеличивать их, так и уменьшать. В работе [6] было показано, что чем больше длина волны (и, соответственно, скорость и амплитуда), тем сильнее интенсифицируется массообмен. В рамках предложенной теории находит объяснение и факт уменьшения массоотдачи при разрушении двумерных периодических волн и превращении их в трехмерные нестационарные возмущения, поскольку при этом нарушается изолированность волновых ячеек. На больших расстояниях от начала участка отношение чисел Шервуда стремится к единице по экспоненциальному закону.

Данная теория справедлива лишь для тонких диффузионных слоев и при отсутствии на поверхности точек, где скорость волн равна скорости потока. Как показывают наши расчеты, почти при всех режимах течений существуют такие точки, в которых скорости жидкости и волны равны. Через них насыщенная жидкость с поверхности поступает внутрь волны и предположение о малой толщине диффузионного слоя оказывается неверным.

В работе [7] проводилось численное моделирование гидродинамики и массообмена в стекающей пленке жидкости. Использовалась система координат, отнесенная к толщине пленки. Но в этой работе в расчетах были поставлены периодические краевые условия в направлении течения, которые не могут выполняться для концентрации газа. Были сделаны ошибочные выводы, что интенсификация массообмена мало зависит от длины волны, и что двумерные волны гораздо меньше увеличивают массообмен, чем трехмерные.

Цель данной работы — исследование влияния поверхностных волн в стекающей пленке на массообмен.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассматривается стекание тонкой пленки вязкой жидкости по вертикальной поверхности. В качестве обезразмеривающих параметров выберем следующие величины:  $q_N, h_N, \rho$ .

В длинноволновом приближении профиль скорости в пленке можно считать полупараболическим [1], тогда динамика пленки будет описываться системой уравнений Капицы — Шкадова:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \frac{q^2}{h} = We h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} + \frac{3}{Re} \left( h - \frac{q}{h^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

с краевыми условиями:

$$\text{при } x = 0: h = 1, q = 1 + F(t); \text{ при } x = L: \frac{\partial h}{\partial x} = 0, \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

где  $q = \int_0^h u dy$  — локальный поток,  $We$  — число Вебера,  $F(t)$  моделирует возмущения на входе. Компоненты вектора скоростей имеют вид:

$$u = \frac{3q}{h} \left( \frac{y}{h} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{h} \right)^2 \right), \quad v = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy.$$

Для анализа выбраны два типа возмущений:

а) вынужденные колебания

$$F(t) = \varepsilon \cos \omega t;$$

б) естественные волны:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{F}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \hat{F}(-\omega) = \hat{F}(\omega)^*,$$

$\hat{F}(\omega) = |\hat{F}| e^{i\theta}$ ,  $|\hat{F}| = \text{const}$ ,  $\theta$  — случайная величина, равномерно распределенная на отрезке  $[0, 2\pi]$ .

Диффузия газа описывается уравнением

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right), \quad (4)$$

где  $(u, v)$  — компоненты вектора скоростей, с краевыми условиями:

$$\text{при } y = h(x, t): c = 1,$$

$$\text{при } y = 0: \frac{\partial c}{\partial y} = 0,$$

$$\text{при } x = 0: c = 0.$$

На конце массообменного участка концентрация газа неизвестна, можно считать, что при большой его длине она меняется мало. Будем брать “мягкое” краевое условие, влияние которого вверх по потоку затухает на расстоянии порядка длины волны:

$$\text{при } x = L: \frac{\partial c}{\partial x} = 0.$$

Обезразмеренное уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pe}} \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) \quad (5)$$

Расчеты поля концентрации в пленке проводятся при условии, что компоненты скорости —  $u(x, y, t)$ ,  $v(x, y, t)$  и форма поверхности раздела —  $h(x, t)$  известны, т. е. задача (1)–(3) решена.

Для определения явного влияния волн на массообмен будем рассматривать отношение  $\text{Sh}/\text{Sh}_0$ , где  $\text{Sh}_0$  — число Шервуда, полученное для плоской пленки. Число Шервуда рассчитывается по среднелогарифмической разности концентраций [8]

$$\text{Sh} = \frac{Kh_0}{D} = \frac{\text{Pe}}{L} \ln \frac{c_s - c_0}{c_s - c_L}.$$

В наших обозначениях

$$\text{Sh} = \frac{Kh_0}{D} = \frac{\text{Pe}}{L} \ln \frac{1}{1 - c_L}.$$

Для удобства расчета перейдем в систему координат, отнесенную к толщине пленки:

$$\eta = \frac{y}{h(x, t)}, \quad \xi = x, \quad \tau = t.$$

В результате уравнение (5) и краевые условия принимают вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c}{\partial \tau} - \eta \frac{h'_t}{h} \frac{\partial c}{\partial \eta} + u \left( \frac{\partial c}{\partial \xi} - \eta \frac{h'_x}{h} \frac{\partial c}{\partial \eta} \right) + v \frac{1}{h} \frac{\partial c}{\partial \eta} = \\ & = \frac{1}{\text{Pe}} \left[ \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial \xi^2} - 2\eta \frac{h'_x}{h} \frac{\partial^2 c}{\partial \xi \partial \eta} + \eta^2 \left( \frac{h'_x}{h} \right)^2 \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} + 2\eta \left( \frac{h'_x}{h} \right)^2 \frac{\partial c}{\partial \eta} - \eta \frac{h''_{xx}}{h} \frac{\partial c}{\partial \eta} \right], \\ & \text{при } \eta = 1: c = 1; \quad \eta = 0: \frac{\partial c}{\partial \xi} = 0, \\ & \text{при } \xi = 0: c = 0; \quad \text{при } \xi = L: \frac{\partial c}{\partial \xi} = 0, \end{aligned}$$

$$\text{где } h'_x = \frac{\partial h}{\partial x}, \quad h'_t = \frac{\partial h}{\partial t}, \quad h''_{xx} = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}.$$

Решение было найдено численно, с помощью разностной схемы второго порядка точности.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Массообмен рассчитывался для естественных волн, развивающихся из малого шума на входе рабочего участка пленки; вынужденных волн первого (близких к синусоидальным) и второго (цепочки солитонов) семейств, а также для регулярных двумерных волн.

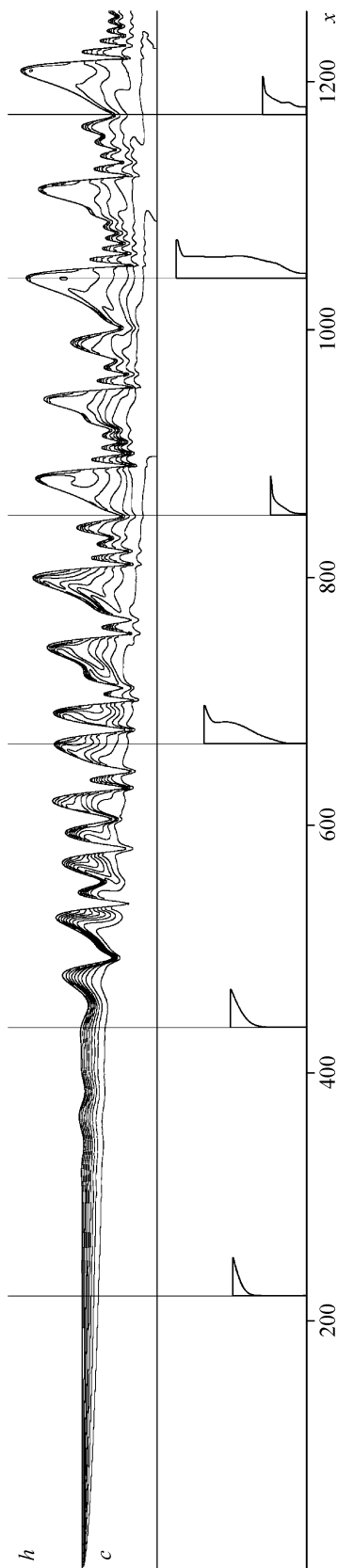


Рис. 1. Контуры и профили распределения концентрации в пленке.  
Re = 40.

### Естественные волны

Естественные волны появлялись в результате развития случайного шума на входе рабочего участка (рис. 1). В динамике поверхностных естественных волн можно выделить несколько характерных областей: из входа вытекает плоская пленка, из шумов возникают линейные волны с пространственным периодом, соответствующим пространственному периоду волны максимального роста, затем амплитуда волн растет, они становятся нелинейными и начинают образовываться солитоны. Далее идет участок установившихся солитонов с рябью перед гребнем и плоским участком между ними [9].

Получено хорошее совпадение с экспериментальными данными (рис. 2). Коэффициент массообмена увеличивается с возрастанием числа Рейнольдса и на экспериментальной кривой при  $Re = 40\sim 75$  существует перелом, где ее наклон резко уменьшается. Отметим разницу в динамике поверхностных волн для чисел Рейнольдса меньше и больше 40. Здесь волны становятся трехмерными, поэтому изменение в наклоне кривой можно связать с изменением волнового режима [10].

### Регулярные волны

Проводились расчеты для регулярных двумерных волн, которые моделировались периодическими колебаниями расхода жидкости на входе. Из колебаний быстро (на длине одной волны) формировались квазистационарные периодические волны с заданным периодом. Амплитуда колебаний влияет на скорость установления регулярных волн, ее увеличение уменьшает длину начального участка, а следовательно,

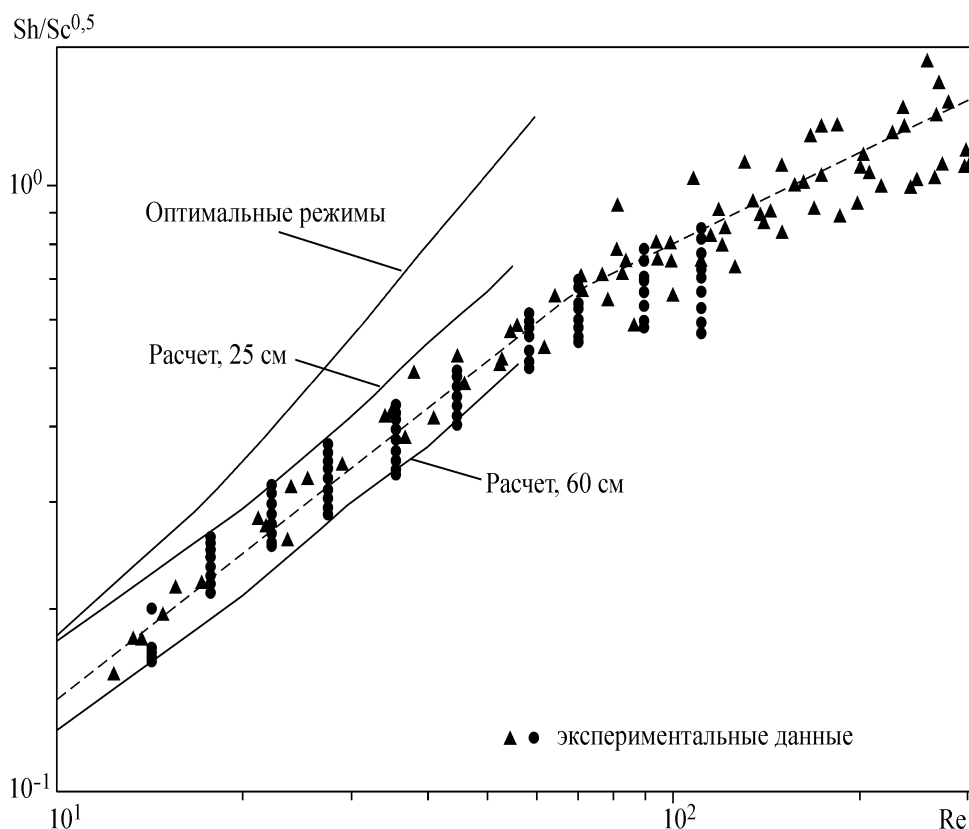


Рис. 2. Интенсификация массообмена естественными и возбужденными волнами.

и его влияние на массообмен. На рис. 3, 4 показаны контуры и профили вычисленной концентрации.

Получена зависимость числа Шервуда от длины участка массообмена и частоты колебаний (рис. 5–7). Для  $Re = 20$  существует три максимума числа Шервуда по частоте колебаний. Один — для волн, близких к синусоидальным и два — для солитонов. Для волн, близких к синусоидальным, число Шервуда линейно уменьшается с увеличением их частоты. Между двумя режимами существует переходный, в котором волны, близкие к синусоидальным, переходят в солитоны. С увеличением числа Рейнольдса один из максимумов массообмена исчезает и остается два максимума, один из которых — для волн, близких к синусоидальным, а другой, больший — для солитонов. Здесь также существует переходный режим, где синусоидальные колебания переходят в солитоны. Для каждого числа Рейнольдса существует частота волн, при которой достигается максимум коэффициента массоотдачи, причем для всех чисел Рейнольдса она относится к третьему семейству (солитоны). Режим течения с этой частотой волн является оптимальным в отношении интенсификации массообмена для данного числа Рейнольдса (см. рис. 2).

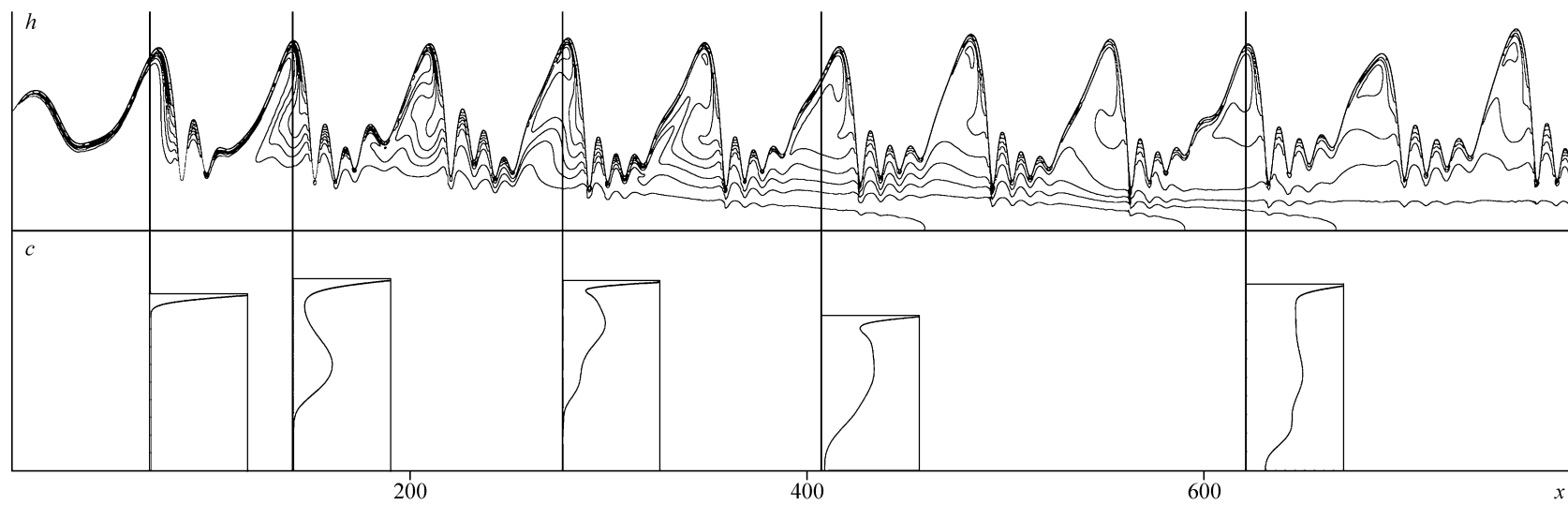


Рис. 3. Контурь и профили распределения концентрации в пленке.

$Re = 40$ , частота волн  $\omega = 0,20$  ( $0 < x < 740$ ).



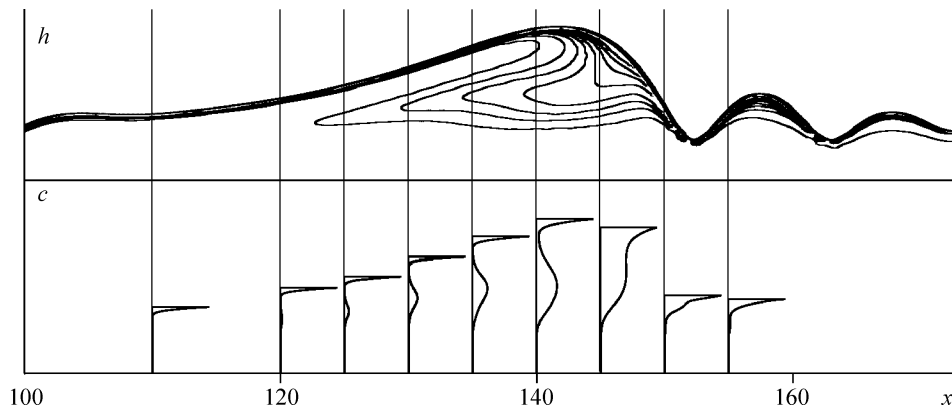


Рис. 4. Контуры и профили распределения концентрации в пленке.  
 $Re = 40$ , частота волн  $\omega = 0,20$  ( $100 < x < 170$ ).

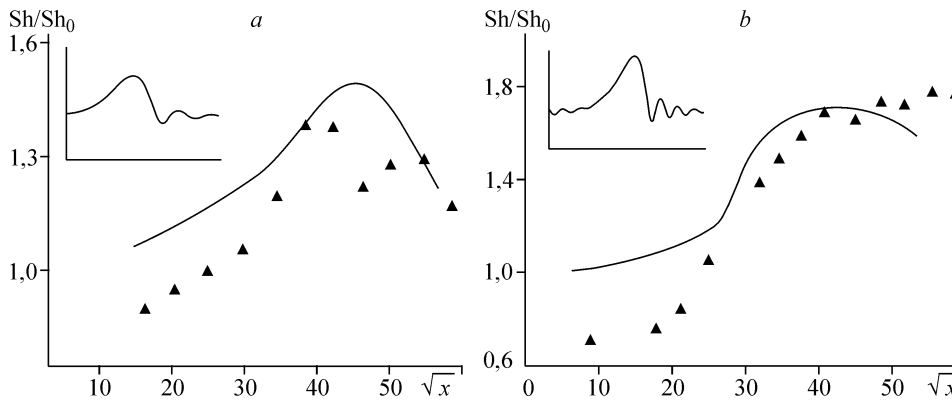


Рис. 5. Сравнение нормализованного числа Шервуда  $Sh/Sh_0$ , полученного экспериментально (треугольники) и численно (сплошная линия).  
 $Re = 18$  (a),  $10$  (b),  $T = 64$  (a),  $85$  (b).

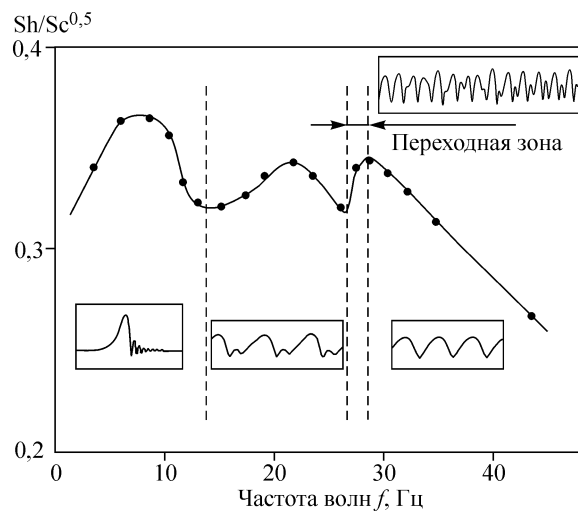


Рис. 6. Зависимость числа Шервуда от частоты волн.  
 $Re = 20$ ,  $L = 25$  см.

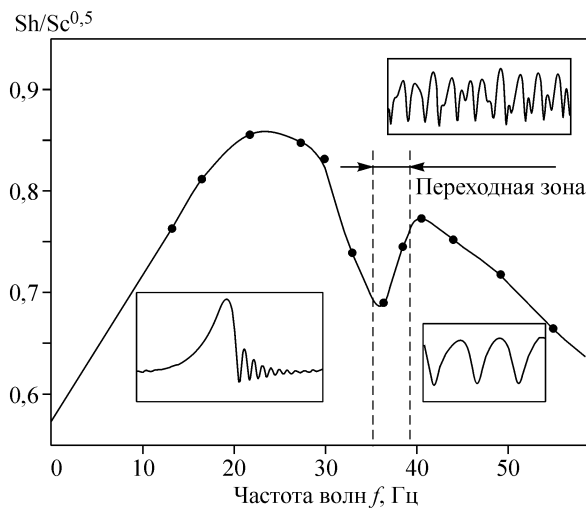


Рис. 7. Зависимость числа Шервуда от частоты волн.  
 $Re = 40, L = 25$  см.

### Механизмы массообмена

Можно выделить основные режимы массообмена:

а) при скорости волны большей, чем поверхностная скорость течения жидкости, растворение газа происходит за счет диффузии и нормальной к поверхности составляющей скорости. Течение жидкости сносит растворенное вещество из впадин, где скорость минимальна, в гребни волн, со скоростью потока, наиболее близкой к скорости волны. Здесь происходит накопление растворенного вещества. Максимум потока через поверхность достигается во впадинах, а минимум — на гребнях волн. Величина массообмена зависит от амплитуды и скорости волны;

б) на поверхности пленки существуют точки, где скорость волны меньше поверхностной скорости течения. Тогда и на поверхности волны существуют точки, где скорость потока на поверхности равна скорости волны (точки покоя). При этом верхние, насыщенные газом слои, увлекаются под гребень волны, что приводит к перемещению насыщенного раствора газа в глубь пленки. Таким образом, растворенное вещество не скапливается у поверхности пленки, уменьшая растворение, а попадает в глубь потока.

На обратной стороне волны существует область, в которой жидкость из глубины волны поступает на ее поверхность. При этом на поверхности создаются зоны с низкой концентрацией раствора газа, что резко увеличивает массообмен в этих местах.

Такое увеличение тем сильнее, чем больше насыщенного раствора может попасть под гребень волны, т. е. чем ниже находятся точки, в которых поток с поверхности направляется в глубь волны и чем больше ее амплитуда. При перемещении этих точек на вершину волны данный режим переходит в режим, описанный в пункте а).

в) для режима уединенных волн в гребнях солитонов существуют вихревые движения жидкости, как и во втором режиме, но кроме этого, на массообмен оказывает влияние плоский участок между солитонами. При прохождении волны концентрационный слой перемешивается и в пленке снова начинает формироваться концентрационный пограничный слой.

## ОБОЗНАЧЕНИЯ

<p><math>\tilde{c}</math> — концентрация газа в точке <math>(x, y)</math>,</p> <p><math>c = \frac{(\tilde{c} - c_h)}{(c_0 - c_h)}</math> — нормированная концентрация,</p> <p>где <math>c_0</math> — концентрация при <math>x = 0</math>,</p> <p><math>c_h</math> — концентрация на поверхности,</p> <p><math>k_L</math> — коэффициент массоотдачи жидкой фазы,</p> <p><math>L</math> — длина стенки рабочего участка,</p> <p><math>Re = q_N/D</math> — число Пекле,</p> <p><math>q_N</math> — средний поток жидкости на единицу ширины канала,</p>	<p><math>h_N</math> — толщина невозмущенной пленки</p> $\left( h_N = \left[ \frac{3\nu q_N}{g} \right]^{1/3} \right),$ <p><math>Re = q_N/\nu</math> — число Рейнольдса,</p> <p><math>Sc = \nu/D</math> — число Шмидта,</p> <p><math>Sh = h_N k_L/D</math> — число Шервуда,</p> <p><math>\rho</math> — плотность жидкости,</p> <p><math>g</math> — ускорение свободного падения,</p> <p><math>\nu</math> — кинематическая вязкость,</p> <p><math>D</math> — коэффициент диффузии.</p>
---	--

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. — Новосибирск: ВО Наука, 1992. — С. 256.
2. Higbie R. The rate of absorption of a pure gas in to a still liquid during short periods of exposure // Trans. AIChE J. — 1935. — Vol. 31. — P. 365–389.
3. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Радев К.Б. Влияние волн на конвективную диффузию газа в стекающей пленке жидкости // Гидродинамика и тепломассообмен течений жидкости со свободной поверхностью. — Новосибирск: Изд. ИТ СО АН СССР, 1985. — С. 5–32.
4. Вязов В.В. Теория абсорбции малорастворимых газов жидкими пленками // ЖТФ. — 1940. — Т. 10, № 18. — С. 1519–1532.
5. Yoshimura P.N., Nosoko T., Nagata T. Enhancement of mass transfer into a falling laminar liquid film by two-dimensional surface waves – some experimental observations and modeling // Chem. Eng. Sci. — 1996. — Vol. 51, No. 8. — P. 1231–1240.
6. Гешев П.И., Лапин А.М., Цвелодуб О.Ю. Тепломассообмен в волновых стекающих пленках жидкости // Гидродинамика и тепломассообмен течений со свободной поверхностью. — Новосибирск: Изд. ИТ СО АН СССР, 1985. — С. 102–119.
7. Nagasaki T., Akiyama H., Nakagawa H. Numerical analysis of flow and mass transfer in a falling liquid film with interfacial waves // Thermal Science and Engineering. — 2002. — Vol. 10, No. 1.
8. Emmert R.E., Pigford R.L. A study of gas absorption in a falling liquid films // Chem. Eng. Progress. — 1954. — Vol. 50, No. 2. — P. 87–93.
9. Chang H.-C., Demekhin E. A., Kalaidin E. N. A simulation of noise-driven wave dynamics on a falling film // AIChE J. — 1996. — Vol. 42, No. 6. — P. 1553–1558.
10. Park C.D., Nosoko T. Three-dimensional dynamics of waves on a falling film and associated mass transfer // AIChE J. — 2003. — Vol. 49, No. 11. — P. 2715–2727.
11. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я., Малюсов В.А., Жаворонков Н.М. О массообмене в пленке жидкости при волнообразовании // ТОХТ. — 1976. — Т. 1, № 1. — С. 73–79.
12. Chang H.-C., Demekhin E.A. Complex Wave Dynamics on Thin Films // Studies in Interface Science. Vol. 14. — Amsterdam: Elsevier, 2002.
13. Adomeit P., Renz U. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films // Intern. J. Multiphase Flow. — 1998. 26 (2000). — P. 1183–1208.
14. Bakopoulos A. Liquid-side Controlled Mass Transfer in Wetted-wall Tubes // Ger. Chem. Eng. 3. — 1980. — P. 241–252.

*Статья поступила в редакцию 8 декабря 2004 г.*