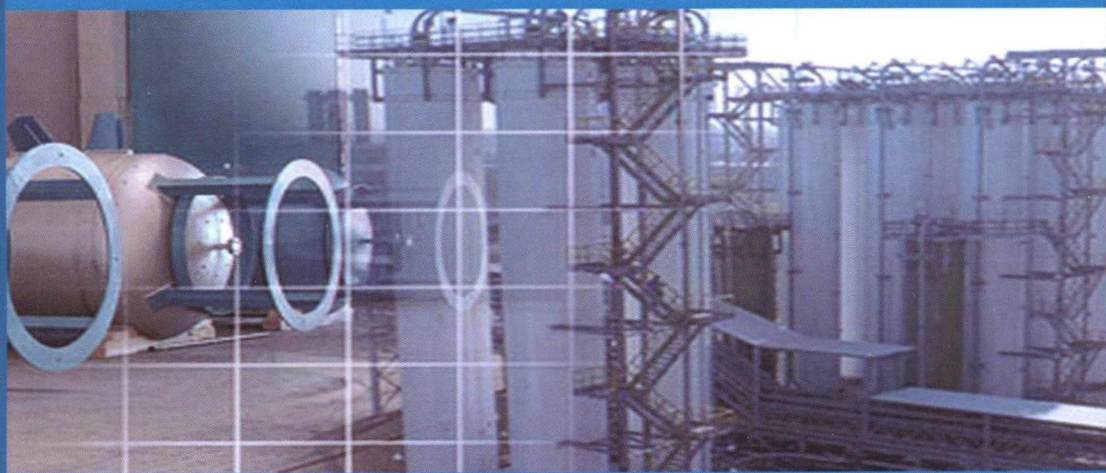


МАССООБМЕННЫЕ ПРОТИВОТОЧНЫЕ НАСАДОЧНЫЕ АППАРАТЫ



 **КОНДОР**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ПИЩЕВЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ**

Массообменные противоточные насадочные аппараты

Под редакцией доктора технических наук,
профессора Марценюка А.С.

Киев



2014

2.4. Влияние непрерывных волн на гидродинамику

Непрерывные волны возникают в потоке жидкости, когда меняется ее расход. В реальных аппаратах расход жидкости не бывает абсолютно постоянным и в каждый новый момент времени изменяется вследствие колебаний в работе насоса, т.е. расход жидкости, условно принимаемый нами как постоянный, в действительности непрерывно изменяется (хотя и в незначительных пределах) и этих изменений вполне достаточно, чтобы вызвать возникновение волн, которые в дальнейшем могут усиливаться, затухать, накладываться друг на друга.

Причинами колебаний расхода жидкости являются не только гидродинамические явления, но и тепловые и диффузионные процессы, поскольку изменения лишь только температуры или только концентрации также сопровождаются локальными изменениями объема и, соответственно, расхода жидкостного потока. Таким образом, непрерывные волны всегда возникают при изменении параметров субстанций (расхода вещества, любого компонента, температуры, концентрации и т.п.), то есть когда создается квазинестационарное течение.

Спонтанные непрерывные волны чаще всего возникают вследствие изменения параметров, которое наиболее выражено в приповерхностных слоях раздела фаз, особенно, когда существует зависимость между расходом и концентрацией. При рассмотрении закономерностей движения непрерывных волн принимается, что одно установившееся значение определенного параметра среды переходит в другое без динамических эффектов, связанных с инерцией или импульсом.

Течение пленки. Обозначим объемный расход субстанции, отнесенный к единице площади сечения потока, m^2 , через j , m^3/c , а объемную концентрацию

субстанции через α , $\text{м}^3/\text{м}^3$. Тогда расход может быть определен в функции от концентрации и средней скорости потока как $j = \alpha V$ [94-96]. Определим мгновенную скорость распространения непрерывной волны V_w одномерного потока, движущегося в канале. Из условия неразрывности потока жидкости, которая проходит через контрольный объем, ограниченный сечениями aa и bb (рис. 2.10), предполагая, что в отношении фронта волны поступление и сток вещества одинаковы, имеем

$$j - dV_v = j + \partial j - V_v(\alpha + \partial \alpha)$$

Откуда

$$V_v = \left(\frac{\partial j}{\partial \alpha} \right)_f \quad (2.53)$$

Итак, если в какой-либо точке потока расход субстанции изменяется, то такое явление сопровождают непрерывные волны, распространяющиеся со

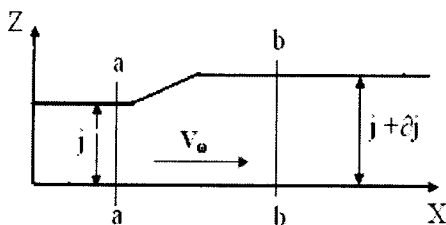


Рис. 2.10. Распространение непрерывной волны

скоростью V_w , определяемой по уравнению (2.53).

Если разность концентраций между сечениями aa и bb имеет конечное значение, то из (2.53) средняя скорость

$$V_s = \left[\frac{j_1 - j_2}{\alpha_1 - \alpha_2} \right]_f \quad (2.54)$$

где V_s называется "скорость непрерывной ударной волны" или "скорость скачка". Индекс f означает, что с обеих сторон волны поддерживается одинаковое значение сил сопротивления, и влияние инерции отсутствует.

Непрерывные волны наблюдаются в системах, где гравитационные (массовые) силы b уравниваются силами сопротивления f . Если массовая сила b постоянна, то и сила сопротивления f , приходящаяся на единицу объема, также должна быть постоянной, поскольку поток не ускоряется. Тот факт, что j является функцией α , означает, что и постоянная сила сопротивления является одновременно функцией j и α , то есть $f = \varphi(j, \alpha)$. Поскольку

$$j = \alpha V \quad (2.55)$$

то можно записать

$$f = \varphi(V, \alpha) \quad (2.56)$$

С учетом (2.53) и (2.55) получим

$$V_\omega = V + \alpha \left(\frac{V}{\alpha} \right)_f \quad (2.57)$$

Из уравнения (2.57) следует, что скорость волны превышает среднюю скорость ее потока V на величину $\alpha \left(\frac{V}{\alpha} \right)_f$.

Определим скорость непрерывной волны пленки вязкой жидкости, стекающей по вертикальной стенке, а также профиль поверхности пленки. Расход на единицу ширины вязкой жидкой пленки, стекающей по вертикальной стенке (линейная плотность орошения), в зависимости от ее толщины, определяется уравнением

$$q = \frac{g(\rho_f - \rho_g)\delta^3}{3\mu_f} \quad (2.58)$$

где q - расход; g - ускорение силы тяжести; ρ_f и ρ_g - плотности соответственно жидкости и газа; δ - толщина пленки; μ_f - коэффициент вязкости жидкости. В рассматриваемом случае толщина пленки δ может быть отождествлена с концентрацией a , а расход на единицу ширины q может быть отождествлен с расходом j . Из уравнения (2.58) средняя скорость жидкости

$$V = \frac{q}{\delta} = \frac{g(\rho_f - \rho_s)\delta^2}{3\mu_f} \quad (2.59)$$

Скорость непрерывной волны определим из (2.58) и (2.53) :

$$V_\omega = \frac{\partial q}{\partial \delta} = \frac{g(\rho_f - \rho_s)\delta^2}{\mu_f} \quad (2.60)$$

Сравнивая (2.59) и (2.60), получим

$$V_\omega = 3V, \quad (2.61)$$

то есть, если не учитывать силу трения, то скорость распространения непрерывной волны в пленке, стекающей при наличии градиента концентрации (например, в результате массообмена), втрое превышает среднюю скорость пленки.

Если считать, что жидкость на стенку не подводится, то непрерывные волны будут приносить из зоны возмущений соответствующие толщины пленки, причем каждая будет распространяться со своей скоростью согласно уравнению (2.60). Если в начальный момент движения ($t_0 = 0, x = 0$) поверхность пленки имеет толщину δ_0 , то начиная с этого момента (и места A_0) распространяются волны, соответствующие всем значениям A через время $t = T$ и расстояние $x = L$, $\delta_0 \pm \partial\delta$, (рис. 2,11). За время t волна пройдет расстояние

$$x = V_{от} t, \quad (2.62)$$

где x - вертикальная координата.

Подставляя в (2.60) выражение (2.62), будем иметь уравнение движения непрерывных волн

$$x = \frac{g(\rho_f - \rho_s)\delta^2}{\mu_f} t \quad (2.63)$$

Рассмотрим этот же случай, но с учетом силы трения. При этом возникает касательное напряжение

$$\tau_\omega = c_f \frac{\rho V^2}{2}, \quad (2.64)$$

где c_f - коэффициент трения.

Отождествляя толщину пленки δ с концентрацией a , получим выражение для силы, приходящейся на единицу объема:

$$f = \frac{\tau_w}{\delta} = \frac{c_f \rho V^2}{2\delta}. \quad (2.65)$$

Уравнение (2.56) в дифференциальной форме можно записать так :

$$\left(\frac{V}{\alpha}\right)_f = -\left(\frac{f}{\alpha}\right)_V / \left(\frac{f}{V}\right)_\alpha. \quad (2.66)$$

Объединим (2.57) и (2.66) :

$$V_w = V - \alpha \frac{f_\alpha}{f_V}, \quad (2.67)$$

где индексы α и V относятся к соответствующим частным производным.

В нашем случае

$$f_\alpha = f_\delta = \frac{f}{\delta} = \frac{c_f \rho V^2}{2\delta^2} \quad \text{и} \quad f_V = \frac{f}{V} = \frac{c_f \rho V}{\delta},$$

следовательно, с учетом (2.67) имеем

$$V_w = V - \frac{\delta(-c_f \rho V^2 / 2\delta^2)}{(c_f \rho V / \delta)} \quad \text{или} \quad V_w = \frac{3V}{2}, \quad (2.68)$$

т.е. с учетом силы трения скорость распространения волны в случае пленочного течения в полтора раза превышает среднюю скорость пленки.

Таким образом, движение непрерывных волн позволяет переносить в потоке изменения параметров среды. Если бы непрерывных волн не было, то локальные изменения параметров среды не могли бы так быстро воздействовать на механизм переноса в более отдаленных точках среды.

Влияние источника массы на непрерывные волны в однофазных потоках. Распространение непрерывных волн изменяется в случае наличия источника массы, которая добавляется к потоку (конденсация на пленке, переход компонентов из другой фазы). Рассмотрим стационарный контрольный объем субстанции длиной dx при наличии источника вещества с расходом β ,

$\frac{M^3}{c} / m^2$, (рис. 2.12).

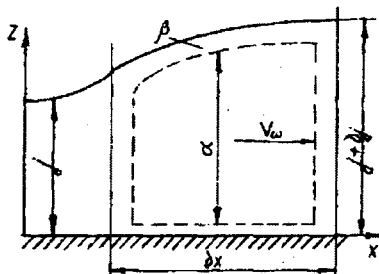


Рис.2,12 Распространение непрерывной волны при наличии источника массы

Составим баланс субстанций

$$\partial x + j = (j + \partial j) + \frac{\partial \alpha}{\partial t} \partial x, \quad (2.69)$$

откуда

$$\beta = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x}. \quad (2.70)$$

Если j является функцией α , то можно записать

$$\frac{\partial j}{\partial x} = \frac{\partial j}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial x}. \quad (2.71)$$

Тогда, используя уравнения (2.53), (2.70) и (2.71), получим

$$\beta = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + V_{\omega} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \quad (2.72)$$

Правая часть уравнения (2.72) является полной производной по времени от α в системе координат, которая движется со скоростью V_{ω} , то есть

$$\left(\frac{d\alpha}{dt} \right)_{V_{\omega}} = \beta \quad (2.73)$$

При значении $\beta = 0$ непрерывные волны сопровождаются постоянной концентрацией субстанции α . В других случаях рост или затухание волн определяется знаком β .

Рассмотрим стекание вязкой жидкости по вертикальной стенке при равномерной конденсации на поверхности пленки (постоянный объем

конденсата на единицу площади поверхности за единицу времени). отождествим α с толщиной пленки δ . Тогда, согласно (2.73), для этой волны

$$\frac{d\delta}{dt} = \beta. \quad (2.74)$$

Поскольку $\beta = \text{const}$, то интегрирование уравнения (2.74) при начальных условиях $t = t_0$, $\delta = \delta_0$, $x = x_0$ дает

$$\delta - \delta_0 = \beta(t - t_0). \quad (2.75)$$

Из уравнения (2.60) скорость распространения волны

$$V_\omega = \frac{dx}{dt} = \frac{g(\rho_f - \rho_c)\delta^2}{\mu_f}. \quad (2.76)$$

Объединяя (2.74) и (2.76), получим

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{d\delta/dt}{dx/dt} = \frac{\beta\mu_f}{g(\rho_f - \rho_c)\delta^2}. \quad (2.77)$$

После разделения переменных и интегрирования (2.77) с учетом приведенных начальных условий имеем

$$\frac{(\delta^3 - \delta_0^3)g(\rho_f - \rho_c)}{3\mu_f} = \beta(x - x_0). \quad (2.78)$$

Исключив δ из (2.78) с учетом (2.75), запишем уравнение линии тока

$$[\delta_0 + \beta(t - t_0)]^3 = \delta_0^3 + \frac{3\mu_f\beta(x - x_0)}{g(\rho_f - \rho_c)}. \quad (2.79)$$

С другой стороны, исключив δ_0 из (2.79) и (2.78), определим δ в функции x , то есть поле скоростей для данного момента времени:

$$\delta^3 = [\delta_0 + \beta(t - t_0)]^3 + \frac{3\mu_f\beta(x - x_0)}{g(\rho_f - \rho_c)}. \quad (2.80)$$

Уравнения (2.79) и (2.80) описывают широкий спектр непрерывных волн, движение которых изменяется во времени или не зависит от времени, то есть существуют установившееся и неустойчивое движение непрерывных волн.

Линии течения для неустойчивого движения непрерывных волн для начальных условий $t_0 = 0$, $x_0 = 0$, $\delta = \delta_0$ согласно (2.79) описываются уравнением

$$(\delta + \beta t)^3 = \delta_0^3 + \frac{3\mu_f \beta x}{g(\rho_f - \rho_s)}, \quad (2.81)$$

а поле скоростей согласно (2.80) - уравнением

$$(\delta + \beta t)^3 = \delta_0^3 + \frac{3\mu_f \beta x}{g(\rho_f - \rho_s)}. \quad (2.82)$$

Для установившегося движения имеем следующие начальные условия: $t = t_0 = 0$, $t_0 = 0$, $x = x_0 = 0$, $\delta = \delta_0$, следовательно, из (2.81) получим

$$\delta^3 = \delta_0^3 + \frac{3\mu_f \beta x}{g(\rho_f - \rho_s)}. \quad (2.83)$$

Когда $t = 0$, $\delta_0 = 0$, то из (2.81) и (2.83) следует, что линии течения волн и поле скоростей совпадают, поэтому описываются одним уравнением

$$\delta^3 = \frac{3\mu_f \beta x}{g(\rho_f - \rho_s)}. \quad (2.84)$$

Таким образом, во время стекания по вертикальной стенке вязкой жидкости с конденсацией на ее поверхности наблюдаются две группы непрерывных волн: установившиеся и неуставившиеся. Толщина поверхности пленки во времени изменяется в степени $1/3$, когда есть источник массы, и в степени $1/2$ - когда нет источника массы. (Поглощаемый в процессе абсорбции компонент также может рассматриваться как источник массы). Линии течения установившихся волн определяются текущей координатой и начальной толщиной пленки.

Линии течения неуставившихся волн являются комбинацией линий установившихся волн и влияния изменения толщины пленки, стекающей в результате конденсации. На рис.2.13 приведены поля и линии тока при неуставившемся процессе стекания пленки вязкой жидкости сопровождаемом равномерной конденсацией.

Как показывают графические решения уравнений (2.82), (2.83) и (2.84) (рис. 2.13), неуставившееся течение вертикальной пленки вначале сопровождается установившимися непрерывными волнами до некоторого значения толщины пленки $\delta_{кр}$. После этого течение сопровождается неуставившимися волнами,

при которых локальные значения толщины пленки резко увеличиваются.

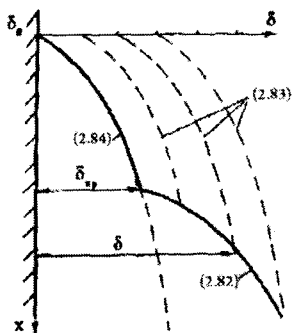


Рис.2.13. Линии течения поверхности пленки вязкой жидкости при наличии источника массы

Захлебывание насадки. Рассмотрим движение непрерывных волн в условиях течения двух распределенных фаз (1 и 2), например, газ - жидкость или жидкость - твердые частицы в канале постоянного сечения. Из условия неразрывности потока следует, что общий расход и, соответственно, среднее значение плотности объемного расхода j постоянные. Обозначив плотности объемных расходов фаз (сводные скорости фаз) через j_1 и j_2 , $\frac{M^1}{c} / M^2$, запишем

$$j = j_1 + j_2 = \text{const.} \quad (2.85)$$

Пусть объемная концентрация фазы 2 равна α . Условие постоянства расхода имеет вид

$$f(j_1, j_2, \alpha) = \text{const.} \quad (2.86)$$

Используя метод определения V_w и V_s для однофазных потоков, получим

$$V_w = \left(\frac{\partial j_2}{\partial \alpha} \right)_{j,f} = \left(\frac{\partial j_1}{\partial (1-\alpha)} \right)_{j,f}; \quad (2.87)$$

$$V_s = \left[\frac{(j_2)_1 - (j_2)_2}{\alpha_1 - \alpha_2} \right]_{j,f} = \left[\frac{(j_1)_1 - (j_1)_2}{\alpha_2 - \alpha_1} \right]_{j,f}. \quad (2.88)$$

Индексы j, f означают, что соответствующие скорости действуют при всех плотностях объемного расхода и массовые силы не изменяются по обе стороны волны. Методику использования уравнения (2.88) объясним с помощью (2.86). Представим это уравнение в графической зависимости α от j_2 для различных значений j_1 . Такую зависимость можно показать для газожидкостного потока (рис. 2.14). Переход от состоянию 1 к состоянию 2 должен осуществляться вдоль линии тока (2.85). Следовательно, скорость скачка непрерывной волны V_s должна определяться значением $(j_2)_1$ в зависимости от α_1 и $(j_1)_1$ в состоянии 1 и соответствующим значением $(j_1)_2$ в зависимости от α_2 и $(j_2)_2$ в состоянии 2 - $(j_2) = f[\alpha_2(j_1)_2]$.

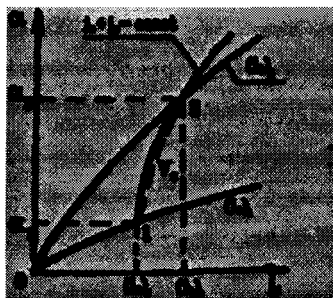


Рис. 2.14. К интерпретации уравнения (2.88)

Совместное течение двухфазного потока может рассматриваться как сумма течений каждой из фаз. Для практики особый интерес представляет относительное движение этих фаз. Такая модель удобна тогда, когда относительное движение не зависит от расхода фаз. Например, в совместном вертикальном потоке жидкости с газовыми пузырьками, когда сечение потока имеет большой размер, относительное движение между пузырьками и жидкостью определяется балансом сил сопротивления и выталкивания, который зависит от объемной концентрации, а не от расхода. Модель такого потока называют моделью дрейфа. В этом случае вводят понятие плотности потока дрейфа (приведенной скорости) j_{21} - скорости объемного расхода фазы 2 относительно фазы 1 через поверхность сечения, которая движется со скоростью смеси.

Относительную скорость движения между фазами определяют так:

$$v_{21} = (v_2 - v_1) = -v_{12}, \quad (2.89)$$

где v_2 и v_1 - соответственно действительные скорости фаз.

Скорость дрейфа фазы определяют как разницу между скоростью фазы и скоростью смеси:

$$v_{1j} = v_1 - j; \quad v_{2j} = v_2 - j. \quad (2.90)$$

Плотность потока дрейфа (приведенная скорость) представляет собой плотность объемного расхода фазы через поверхность, которая движется со скоростью смеси, т.е.

$$j_{21} = \alpha(v_2 - j); \quad j_{12} = (1 - \alpha)(v_1 - j). \quad (2.91)$$

Учитывая, что

$$j_1 = (1 - \alpha)v_1; \quad j_2 = \alpha v_2, \quad (2.92)$$

а также принимая во внимание (2.85), запишем

$$j_{21} = j_2 - \alpha(j_1 + j_2) = j_2(1 - \alpha) - \alpha j_1. \quad (2.93)$$

Аналогично

$$j_{12} = j_1\alpha - (1 - \alpha)j_2. \quad (2.94)$$

С учетом (2.92) и (2.93) имеем

$$j_{21} = -j_{12}. \quad (2.95)$$

Эта симметрия является важным и полезным свойством приведенной скорости дрейфа. Уравнения (2.94) и (2.95) с учетом (2.85) можно записать еще в таком виде:

$$\left. \begin{aligned} j_1 &= (1 - \alpha)j - j_{21}; \\ j_2 &= \alpha j + j_{21}. \end{aligned} \right\} \quad (2.96)$$

Подставляя (2.96) в уравнения (2.87) и (2.88), получим

$$V_{\infty} = j + \left[\frac{\partial(j_{21})}{\partial \alpha} \right]_{j, f}; \quad (2.97)$$

$$V_s = j + \left[\frac{(j_{21})_1 - (j_{21})_2}{\alpha_1 - \alpha_2} \right], \quad (2.98)$$

где $(j_{21})_1$ и $(j_{21})_2$ - скорости дрейфа для соответствующих значений α_1 и α_2 , а также j_1 и j_2 .

Уравнения (2.97) и (2.98) наиболее удобны в тех случаях, когда приведенная скорость дрейфа является функцией только концентрации и не зависит от общего расхода. При этом скорость волны отличается от средне объемной скорости на величину, которая зависит от α и свойств системы. Соотношение между j_{21} и α выполняет такую же функцию для двухфазного потока, как и зависимость j от α для однофазного.

Используем приведенную теорию непрерывных волн двухфазных потоков для анализа характеристики неустановившегося одномерного движения рабочей среды в барботажной колонне.

Экспериментально установлено [12], что относительная скорость объемного расхода j_{21} при пропускании газа через неподвижный слой жидкости имеет вид

$$j_{21} = v_{\infty} \alpha (1 - \alpha)^2, \quad (2.99)$$

где v_{∞} - предельная скорость отдельного пузырька газа в бесконечном слое жидкости, α - коэффициент объемного содержания газа.

Выясним, при каких значениях α прекращается распространение непрерывных волн, т.е. происходит механизм "захлебывания".

Считаем, что приведенная скорость жидкости равна нулю: $j_1 = 0$. Итак, из (2.93) имеем

$$j_{21} = (1 - \alpha) j_2. \quad (2.100)$$

Объединим (2.99) и (2.100), тогда

$$j_2 = v_{\infty} \alpha (1 - \alpha). \quad (3.101)$$

Определим скорость распространения непрерывных волн согласно (2.97)

$$V_{\omega} = j_2 + \frac{\partial \left[(1-\alpha)^2 \alpha v_{\infty} \right]}{\partial \alpha} = j_2 + v_{\infty} (1-\alpha)(1-3\alpha), \quad (2.102)$$

а с учетом (2.101) получаем

$$V_{\omega} = v_{\omega} \alpha (1-\alpha) + v_{\infty} (1-\alpha)(1-3\alpha) = v_{\omega} (1-\alpha)(1-2\alpha). \quad (2.103)$$

Таким образом, когда $\alpha > 0,5$, скорость распространения непрерывных волн $V_{\omega} = 0$, т.е. происходит явление "захлебывания".

Рассмотрение механизма распространения непрерывных волн позволило теоретически показать следующее [96]:

1. Скорость непрерывных волн в однофазной среде на величину $\alpha \left(\frac{\partial V}{\partial \alpha} \right)_f$

превышает среднюю скорость потока, т.е. непрерывные волны способствуют ускоренному переносу информации (и субстанции) об изменениях состояния локальных зон системы, чем способствуют этим изменениям.

2. В случае пленочного стекания жидкости по вертикальной поверхности скорость распространения непрерывных волн в полтора раза превышает среднюю скорость течения пленки, что подтверждается экспериментальными данными.

3. При пленочном течении в случае наличия источника массы (например, переход компонента из одной фазы в другую) наблюдаются две группы непрерывных волн: установившиеся и неуставившиеся. После формирования пленки ее течение сначала сопровождается установившимися волнами до некоторого значения толщины пленки, а затем образуются неуставившиеся волны, при которых локальные значения толщины пленки резко возрастают.

4. В двухфазных системах, движущихся в каналах постоянного сечения, скорость волн зависит от концентрации фаз и свойств системы. В частности, в газожидкостной системе в случае увеличения объемной доли газа в смеси свыше 0,5 скорость распространения непрерывных волн падает до нуля, информация о наличии в системе газа перестает распространяться и наступает режим "захлебывания" - газожидкостная система переполняет аппарат.