

В. К. БИШИМБАЕВ, М. З. ЕСКЕНДИРОВ, Ж. Е. ХУСАНОВ, Т. С. БАЖИРОВ

## ГИДРОДИНАМИКА КАПЕЛЬНО-ВОЛНОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ В АППАРАТАХ УДАРНО-ИНЕРЦИОННОГО ДЕЙСТВИЯ

Исходя из условия равновесия сил, действующих на единичную каплю, получена формула по расчету среднего диаметра капель, образующихся в объеме жидкостной воронки при разрушении вершин капиллярных волн в межфазном пограничном слое под действием касательных напряжений газового потока.

Известно [6], что газожидкостные массообменные и пылеулавливающие аппараты ударно-инерционного действия (всевозможные ротоклоны, скруббера Дойля, аппараты инерционно-турбулентные с подвижной насадкой и др.) широко применяются в различных отраслях промышленности. Однако до настоящего времени в литературе нет целостной теории гидродинамики взаимодействия перпендикулярно направленной газовой струи со свободной поверхностью жидкости.

Результаты исследований [4] ударного взаимодействия газового потока с зеркалом жидкости показали, что процесс сопровождается образованием жидкостной воронки, волнового течения по ее поверхности и капельного уноса жидкости из зоны соударения. Если вопросы образования жидкостной воронки рассмотрены в работе [4], то настоящая статья посвящена именно двум последним аспектам рассматриваемого процесса.

Растекание газового потока по полуэллипсоидной поверхности жидкостной воронки вызывает образование на этой поверхности волновых течений, возникновение которых объясняется воздействием больших градиентов пульсационных скоростей газового потока ( $Re_{tp} = 10^5$ ). Вершины этих волн при достижении определенной величины отделяются от поверхности в виде капель диаметром  $d_k$ , которые под действием подъемной силы транспортируются в ядро потока и в виде газокапельной струи выбрасываются из зоны соударения.

Допуская сферичность капель и, исходя из условия равновесия сил, действующих на каплю, запишем:

$$\sigma \pi d_k^2 = \frac{\pi}{12} \rho_w (\overline{\Delta u'})^2 d_k^3, \quad (1)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;  $\rho_w$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>;  $\overline{\Delta u'}$  – градиента пульсационной скорости, м/с.

Для градиента пульсационной скорости с масштабом  $l_{nc}$  можно записать:

$$\overline{\Delta u'} = l_{nc} \frac{du'}{dy}. \quad (2)$$

Градиент скорости вызывает обычное ньютоновское касательное напряжение на поверхности воронки:

$$\tau_{ewc} = \mu_e \frac{du'}{dy}, \quad (3)$$

где  $\mu_e$  – коэффициент динамической вязкости, Па·с.

Для касательных напряжений имеем выражение [3]:

$$\tau_{ewc} = \frac{\psi_w}{8} \rho_e \bar{u}_{ewc}^{-2}, \quad (4)$$

где  $\psi_w$  – коэффициент гидравлического трения;  $\rho_e$  – плотность газа, кг/м<sup>3</sup>;  $\bar{u}_{ewc}$  – средняя скорость газа в воронке, м/с.

При определении  $\psi_w$  исходим из зависимости [5], справедливой для волнового течения  $Re_{ew} < 5000$ :

$$\psi_w = \frac{0,5}{Re_{ew}} = \frac{0,5 \nu_w}{\bar{u}_{ew,min} \lambda_{min}}, \quad (5)$$

где  $\nu_w$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости, м<sup>2</sup>/с;  $\bar{u}_{ew,min}$  – минимальная скорость волны, м/с.

Для минимальной длины волны  $\lambda_{min}$  можно записать [1]:

$$\lambda_{min} = \frac{2\pi}{k_{min}} = 2\pi \sqrt{T/\rho_w g}. \quad (6)$$

Здесь  $k_{min}$  – минимальное волновое число;  $T$  – сила поверхностного натяжения, Н.

В общем случае на единицу длины  $T = \sigma$ , тогда для воды при  $\sigma = 0,073$  Н/м и  $\rho_w = 1000$  кг/м<sup>3</sup> получаем:  $k = 360$  м<sup>-1</sup>,  $\lambda = 0,017$  м.

Минимальная скорость волны будет определяться по формуле [1]:

$$u_{\text{av},\min} = \sqrt{2g/k_{\min}}. \quad (7)$$

Из представленного механизма образования капель нетрудно сделать заключение, что пульсации с масштабом  $l_{nc} \approx d_k$  являются определяющими. Таким образом, решая балансовое уравнение (1) относительно  $d_k$  с применением формул (2)÷(7), получим для среднего диаметра капель:

$$\bar{d}_k = 9,16 \left( \frac{\sigma}{\rho_{\text{ж}}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left( \frac{v_{\text{c}}}{\psi_{\text{ж}} \cdot u_{\text{c.s.}}} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (8)$$

где  $\bar{u}_{\text{c.s.}}$  – средняя скорость газа в воронке, м/с.

Согласно [2], при потенциальном растекании нераспавшейся части струи жидкости по плоской поверхности среднюю скорость в двух точках растекающейся жидкости можно определить как среднеарифметическую сумму скоростей в этих точках. Введя допущение о незначительном влиянии кривизны жидкостной воронки на изменение локальных скоростей растекания, уравнение для определения средней скорости газа в воронке запишется следующим образом:

$$\bar{u}_{\text{c.s.}} = \frac{\sqrt{(W_{\text{вх.в.}}^2) + (W_{\text{вых.в.}}^2)}}{2}. \quad (9)$$

Здесь  $W_{\text{вх.в.}} = W_{\text{пат}}$  – скорость газа на входе в воронку, которая равна скорости газа в патрубке, м/с;  $W_{\text{вых.в.}}$  – скорость газа на выходе из воронки, м/с, которая определяется из условия сохранения расхода.

Для полуэллипсоидной поверхности жидкостной воронки формула (9) после несложных преобразований перепишется следующим образом:

$$\bar{u}_{\text{c.s.}} = \sqrt{\frac{W_{\text{пат}}^2}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{[(2k_b)^2 - 1]^2} \right\}}. \quad (10)$$

На рис. 1 представлен график зависимости среднего диаметра капель от скорости газа в патрубке. Как видно из графика, размер капель практически линейно зависит от числа Рейнольдса газа в патрубке.

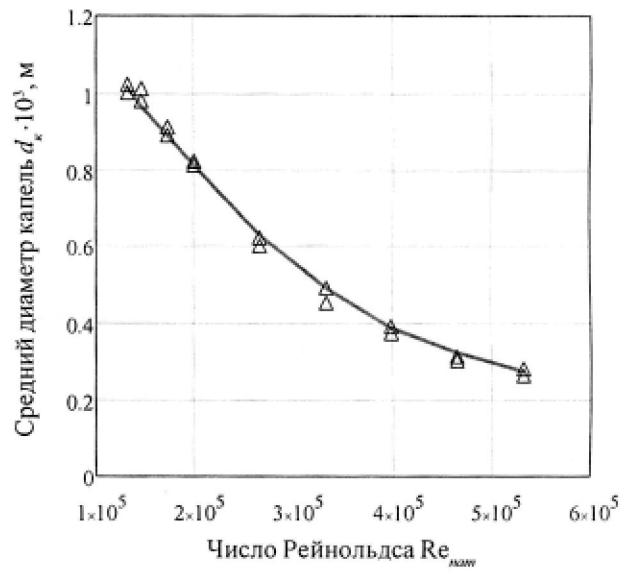


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра капель от числа Рейнольдса  $Re_{\text{нап}}$

Теперь для определения характеристик капельного течения необходимо знать общее количество жидкости, выбрасываемое в виде капель из зоны соударения.

В связи с большой трудностью аналитического решения такой задачи был проведен ее параметрический анализ, который показал, что количество выбрасываемой жидкости  $q_{\text{ж}}$  из зоны соударения является функцией следующих основных параметров:

$$q_{\text{ж}} \sim f \left[ \left( \bar{u}_{\text{c.s.}} \right)^a, \left( \frac{1}{\sigma} \right)^b, \left( K_{\phi} \right)^c, \left( S_e \right)^d, \left( \frac{1}{\lambda_{\min}} \right)^e, \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{в}}} \right)^f, \dots \right], \quad (11)$$

где  $a, b, c, d, e, f$  – показатели степеней;  $K_{\phi} \leq 4$  – коэффициент формы воронки;  $S_e$  – площадь полуэллипсоидной поверхности жидкостной воронки, м<sup>2</sup>.

Используя теорию размерностей и результаты обработки собственных экспериментальных данных (2), была получена формула для расчета количества уносимой жидкости  $q_{\text{ж}}$  в единицу времени:

$$q_{\text{ж}} = 1,07 \cdot \bar{u}_{\text{c.s.}} \cdot \frac{S_e}{k_b^{0.33}} \cdot \frac{K_{\phi}^{0.25}}{\text{Lp}_{\text{ж}}^{0.5}}. \quad (12)$$

в которой  $Lp_{\text{ср}} = (\sigma \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot \lambda_{\min}) / \mu_{\text{ж}}^2$  – критерий Лапласа, характеризующий соотношение сил вязкости и поверхностного натяжения жидкости при ее волновом течении.

Для учета различных факторов при расчете количества уносимой жидкости  $q_{\text{ж}}$  была установлена функциональная связь между критериями режимов волнового течения на поверхности жидкостной воронки – числами Рейнольдса  $Re_{\text{нам}}$  и Лапласа  $Lp_{\text{ср}}$ :

$$We_{\text{ср}} = 0,92 \cdot \left( \frac{\mu_{\text{ж}}}{\mu_{\text{газ}}} \right)^{5/2} \cdot \left( \frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_{\text{газ}}} \right)^{3/2} \left( \frac{Re_{\text{нам}}^2}{Lp_{\text{ср}}} \right). \quad (13)$$

График зависимости количества уносимой жидкости с поверхности воронки от скорости газа представлена на рис. 2.

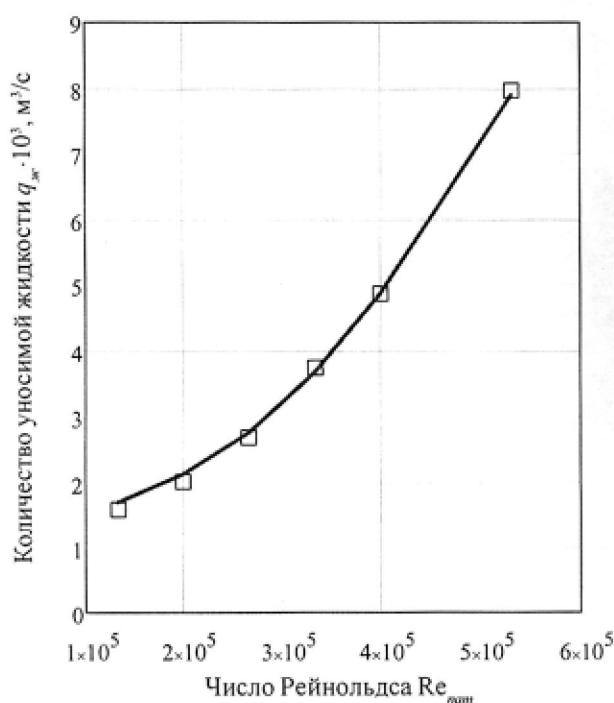


Рис. 2. Зависимость количества уносимой жидкости с поверхности воронки в виде капель от числа Рейнольдса  $Re_{\text{нам}}$

Сопоставление расчетных (уравнение (12) и (13)) и экспериментальных данных показало их удовлетворительную сходимость. При этом максимальная погрешность составила  $\pm 12\%$ .

Итак, предложены новые теоретические аспекты гидродинамики волновых и капельных течений в объеме жидкостной воронки, образующейся при ударном взаимодействии газовой струи с зеркалом жидкости. Получены уравнения для расчета основных гидродинамических параметров этих явлений.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях / Пер. с англ., под ред. П. П. Корякова. М.: Мир, 1998. 598 с.
- Прандль Л. Гидроаэромеханика. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 576 с.
- Соколов В.Н., Доманский И.В. Газожидкостные реакторы. Л.: Машиностроение, 1976. 216 с.
- Хусанов Ж.Е., Волненко А.А., Ескендиров М.З., Раматуллаева Л.И. Гидродинамика взаимодействия набегающей струи газа с зеркалом жидкости // Вестник МКТУ. 2010. № 4-5(70-71). С. 359-363.
- Хьюитт Г., Холл-Тейлор Г.Г. Колыцевые двухфазные течения. М.: Энергия, 1974. 408 с.
- Швыдкий В.С., Ладыгичев М.Г. Очистка газов: Справочное издание / В. С. Швыдкий, М. Г. Ладыгичев. М.: Теплоэнергетика, 2002. 640 с.

#### Резюме

Бірлік тамшыға әсер етегін күштердің тепе-тендігінен фазааралық шекаралас қабатта газ ағынының жанама кернеуінің әсерінен капиллярың толқындардың шыңдарын бұзуда сұйық шұңқырының көлеміндегі пайда болатын тамшылардың орташа диаметрлерін есептей бойынша формула алынған.

#### Summary

Based on the condition of equilibrium of the forces acting on a single drop, we received a formula for calculating the average diameter of the droplets in the volume of a liquid crater at destruction of peaks of capillary waves in the interfacial boundary layer under shear stress of the gas flow.

УДК 66.74.515

ЮКГУ им. М. Ауезова,  
г. Шымкент

Поступила 29.04.11г.