

Поскольку основной вклад в полное гидравлическое сопротивление ВК и в этом случае вносят первые две составляющие, экспериментально должна наблюдаться зависимость

$$(18) \quad \Delta P = 1 + \Delta P_1$$

( $\Delta P_1 = \Delta P'_1 / (\rho_1 W^2)$ ,  $\Delta P'_1$  — гидравлическое сопротивление газожидкостного слоя).

На рис. 5 в координатах безразмерного гидравлического сопротивления и комплекса  $kG'/G''$  представлены экспериментальные данные [5, с. 17] (точки 1 —  $r_0 = 0,055$  м,  $\eta = 1,45$ ,  $G'/G'' = 3,33; 6,25; 4,17; 2,08; 5,56; 8,33; 13,89$ ,  $s = 0,02; 0,04; 0,06; 0,08; 0,10$  и  $r_0 = 0,055$  м,  $\eta = 0,73$ ,  $s = 0,10$ ,  $G'/G'' = 3,33; 6,25; 4,17; 2,08; 5,56; 8,33; 13,89$ ; точки 2 —  $r_0 = 0,055$  м,  $\eta = 4,54$ ,  $s = 0,12$ ,  $G'/G'' = 2,38; 2,78; 3,33; 4,17; 3,57; 4,17; 5,00; 6,25$ ). Поскольку в указанные ВК ЦТА жидкость вводилась при больших величинах расхода жидкости  $G'$ , а ее вход осуществлялся тангенциально и с большой скоростью, то увеличение расхода жидкости приводило к росту скорости вращения газожидкостного слоя и соответствующей составляющей полного гидравлического сопротивления.

Наблюдающаяся линейная зависимость безразмерного гидравлического сопротивления от указанного комплекса приближенно описывается уравнением  $\Delta P = 1 + 5kG'/G''$ , имеющим вид (18). Это еще раз подтверждает справедливость изложенного здесь подхода, хотя последнее уравнение и противоречит зависимостям, предложенным в [5, с. 83].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурдуков А. П., Казаков В. И. Гидродинамика вращающегося барботажного слоя // Дисперсные системы в энергохимических процессах. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1982.
2. Бурдуков А. П., Дорохов А. Р., Казаков В. И. и др. Разработка вихревых барботажных аппаратов для абсорбционной очистки газов // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1985. — Вып. 1, № 4.
3. Казаков В. И., Кармановский Д. Г. Влияние геометрических характеристик газораспределительных устройств на гидродинамику вращающегося барботажного слоя // Процессы переноса в аппаратах энергохимических производств. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1985.
4. Бурдуков А. П., Гольдштик М. А., Казаков В. И., Ли Т. В. Тепло- и массоперенос в закрученном барботажном слое // Расчет теплообмена в энергохимических процессах. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1981.
5. Андреев Е. И. Расчет тепло- и массообмена в контактных аппаратах. — Л.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Гольдштик М. А., Ли Т. В., Ханин В. М., Смирнов Н. П. О скорости вращения газожидкостного слоя в вихревой камере // Процессы переноса в энергохимических многофазных системах. — Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1983.
7. Lafferty J. F., Hammitt F. J. An experimental study of vortex two-phase flow // Trans. Amer. Nucl. Soc. — 1967. — V. 10, N 1.
8. Тагер С. А. Расчет аэродинамического сопротивления циклонных камер сгорания // Теплоэнергетика. — 1971. — № 7.
9. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. — М.: Мир, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 14/VI 1988 г.,  
в окончательном варианте — 12/X 1990 г.

УДК 532.522.2.621.966.1.977

С. Л. Жбанкова, А. В. Колпаков

#### ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ КАПИЛЛЯРНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СТРУИ РАСТЯЖЕНИЯ

Экспериментально исследуется развитие и распад капиллярной струи жидкости, возникающей при осесимметричном растяжении, расположенного между двумя поверхностями объема жидкости. Струя растяжения образуется в процессе работы генератора монодисперсных капель (ГМК) типа «вибрирующая игла». Объем жидкости, участвующий в процессе растяжения, задается в диапазоне  $V_0 = (0,5-15,0) \cdot 10^{-11}$  м<sup>3</sup>.

Установлены особенности генерирования струй растяжения. Показано, что реализация неустойчивости цилиндрической струи растяжения может осуществляться как с осесимметричными колебаниями, так и без них.

1. В различных процессах (например, деформация и дробление капли в потоке газа, разрыв соединительной перемычки между каплями при частичном слиянии), приводящих к осесимметричному растяжению жидкой перемычки, т. е. объема жидкости, расположенного между двумя поверхностями, возникает течение, которое можно назвать струей растяжения. При изучении подобных явлений выделяются два аспекта: форма, которую принимает перемычка под воздействием сил растяжения и поверхностного натяжения, и особенности распада капиллярной струи растяжения.

Рассмотрим жидкий цилиндр произвольной длины и начального радиуса  $a_0$ , подвергаемый осесимметричному растяжению со скоростью  $u$ . В цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ , если  $z$  — ось симметрии цилиндра, компоненты скорости  $u$  задаются как  $u_r = -(1/2)Gr$ ,  $u_\varphi = 0$ ,  $u_z = Gz$  ( $G$  — постоянная).

Можно показать [1, 2], что при осесимметричном растяжении радиус цилиндра уменьшается со временем:

$$(1.1) \quad a = a_0 \exp(-1/2Gt).$$

Однако при растяжении жидкой перемычки следует иметь в виду, что ее форма сложнее цилиндрической. Как известно, жидкость, расположенная между твердыми соосными круговыми пластинами одинакового радиуса  $a$ , расстояние между которыми  $2h$ , принимает осесимметричную форму, поверхность которой имеет постоянную среднюю кривизну. Причем устойчивость и форма такой перемычки определяются только объемом жидкости  $V_0$  и отношением  $h/a$  [3]. При этом наиболее энергетически выгодной (для данного  $V_0$ ) является форма со средней кривизной поверхности, равной нулю, — форма катеноида. Именно такую поверхность образует пленка жидкости, натянутая на кольцевые соосные основания [4]. При условии

$$(1.2) \quad 0,47 \leq h/a \leq 0,67$$

катеноидная форма устойчива. Правая часть неравенства (1.2) совпадает с условием существования катеноида [3]. Очевидно, в процессе растяжения перемычки в определенный момент времени значение  $h/a$  превысит 0,67, т. е. форма перемычки становится неустойчивой.

Как известно, неустойчивость стационарного цилиндра радиуса  $a$  реализуется посредством развития осесимметричных колебаний с длиной волны  $\lambda$ , для которых  $x = 2\pi a/\lambda < 1$  ( $x$  — безразмерное волновое число). Рост амплитуды таких колебаний по экспоненциальному закону приводит к дроблению цилиндра [5].

В [1, 2] показано, что распад струи растяжения также осуществляется под воздействием осесимметричных колебаний, определено, что реализация неустойчивости в этом случае обладает некоторыми особенностями. Так, в [2] сделан вывод, что участок роста относительной амплитуды существует только для колебаний, у которых значение начального волнового числа  $x_0$  больше критического  $x_0^*$ , определяемого физическими параметрами системы.

2. Экспериментальное исследование капиллярных струй растяжения с  $Re \gg 1$  проведено с помощью ГМК [6]. При работе ГМК (рис. 1) кончик иглы 1, укрепленный на гибкой пластине 2, периодически погружается в жидкость, которая заполняет капилляр 3. Пластина приводится в колебание действием электромагнита 4, который питается от низкочастотного генератора. Струя вытягивается из жидкости при возвратном движении иглы из капилляра.

Изучать такой объект удобно, используя методику визуализации быстротекущих процессов [7]. Освещение струи при этом производится импульсным источником, синхронизированным с генератором, за-

дающим колебание пластинки с иглой. Для запуска импульсной лампы необходим импульс П-образной формы. Подключая лампу через генератор П-образных импульсов, имеющий блок задержки импульса, получаем возможность непосредственно наблюдать как угодно долго любую фазу процесса с любым малым шагом.

В настоящей работе использовался генератор П-образных импульсов, с помощью которого можно задавать задержку импульса в пределах  $10^{-6}$ — $10^{-1}$  с. Методика позволяла с высокой точностью измерять как геометрические параметры струи (длину струи  $l$ , диаметр струи в различных сечениях  $d_n$ , радиус образующихся капель  $R$ ), так и характерные времена различных процессов  $t_n$ , наблюдаемых при развитии струи. Кроме того, фиксировалось изменение геометрической формы струи.

Были изучены различные струи растяжения (перемычки), образующиеся при растяжении начального объема жидкости, задаваемого в пределах  $V_0 = (0,5-15,0) \cdot 10^{-11}$  м<sup>3</sup>, со скоростью вытягивания, задаваемой в пределах  $u = 0,6-2,0$  м/с. Эксперименты проводились с дистиллированной водой в лабораторных условиях.

3. Процесс развития струи-перемычки исследовался с момента времени  $t = 0$ , когда иглой вытянут объем жидкости  $V_0$  и дальнейшей подпитки из капилляра не производится. Далее, через интервал времени  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$  с измеряли длину перемычки  $l$ , диаметр перемычки в среднем сечении  $d$  и у капилляра  $d^*$ , т. е. диаметр основания.

Наблюдения показали, что весь процесс развития струи-перемычки можно разбить на несколько стадий (рис. 2). До некоторого момента времени  $t_1$  форма, которую принимает перемычка, близка к катеноиду (рис. 2, а). Значит, скорости вытягивания  $u$  таковы, что между объемом жидкости  $V_0$  и отношением  $l/d^*$  успевает устанавливаться термодинамически наиболее выгодное соотношение. Отношение  $l/d^*$ , измеренное в момент времени  $t_1$  ( $l/d = 0,83 \pm 0,3$ ), дает хорошее согласие с условием существования катеноида (1.2).

При дальнейшем растяжении у иглы и капилляра выделяются конические образования, центральная часть струи-перемычки перестраивается в цилиндр (рис. 2, б). Конусы мало изменяют свою форму, вытягивается средняя цилиндрическая часть. В момент времени  $t_2$  с обоих концов цилиндра образуются перетяжки. Центральная цилиндрическая часть трансформируется в веретенообразную (рис. 2, в). За время  $\sim 10^{-5}$  с диаметр перетяжек уменьшается до нуля. Разрыв перетяжек происходит не всегда одновременно. Между первым и вторым обрывом может быть интервал времени  $\sim 10^{-5}$  с. Отметим момент времени  $t_3$  — момент первого обрыва. После разрыва перетяжек из отделившейся массы жидкости образуется капля.

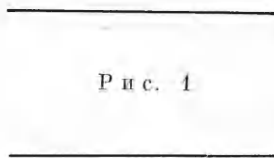
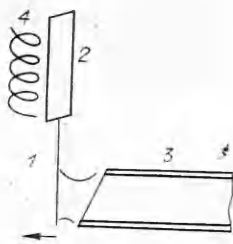
Измерения показали, что объем капли  $V_k$  равен объему цилиндрической части струи  $V_1$ , измеренному в любой момент времени между  $t_1$  и  $t_2$ :

$$(3.1) \quad V_k = V_1 \pm 0,1V_1,$$

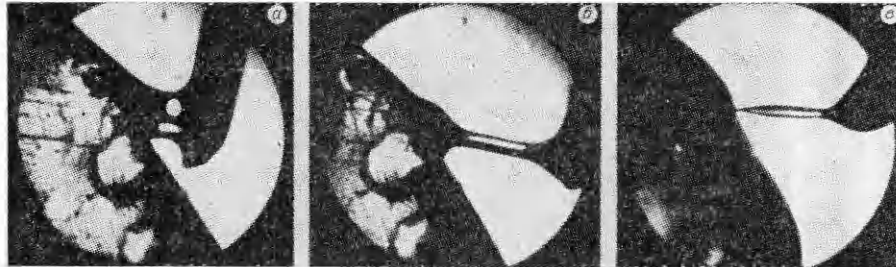
т. е. обмен массой жидкости между конусами и центральной частью в процессе растяжения очень незначительный.

Отношение длины цилиндра  $l_1$  к диаметру в среднем сечении цилиндра  $d$  в момент времени  $t_2$  не зависит от скорости вытягивания  $u$ :  $l_1/d = 5,5 \pm 2,5$ . Напротив, отношение длины струи-перемычки  $l$  к диаметру  $d$ , измеренному в момент времени  $t_3$ , зависит линейно от скорости вытягивания  $u$  как  $l/d = (A + Bu) \pm 2,5$  ( $A = 4,2$  и  $B = 0,6$  м/с) и достигает максимального значения, равного 18, при  $u \approx 2,0$  м/с. Значение постоянной  $A$  определяется условиями проявления неустойчивости, а постоянной  $B$  — условием сохранения объема растягиваемой жидкости.

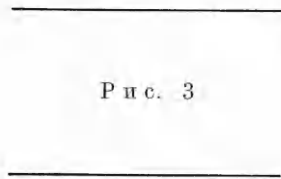
4. Экспериментально было обнаружено, что при растяжении струи-перемычки на процесс уменьшения диаметра в соответствии с (1.1) накладывается радиальное возмущение. Измерения геометрических параметров струи-перемычки проводились начиная с фиксированного момента



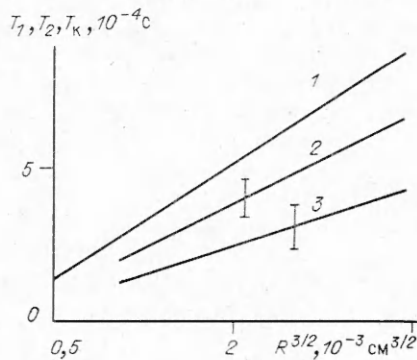
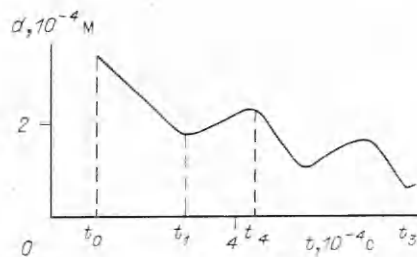
Р и с. 1



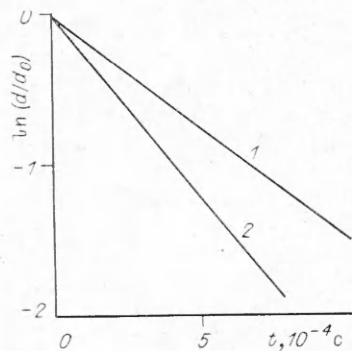
Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

времени, когда иглой вытянут столбик жидкости объема  $V_0$ . Последнее измерение сделано в момент времени  $t_3$ , отвечающий первому обрыву струи-перемычки. На рис. 3 представлен характерный вид зависимости диаметра перемычки от времени  $d(t)$ . Кривая построена для перемычки с параметрами  $V_0 = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3$ ,  $u = 2,1 \text{ м/с}$ . Интересно, что между конечным временем вытягивания  $t_3$  и временем появления первого максимума  $t_4$  существует линейная зависимость

$$(4.1) \quad t_3 = 2t_4.$$

Первому монотонно убывающему участку зависимости  $d(t)$  соответствует стадия существования катеноида. Таким образом, наблюдаемые колебания — это возмущения, развивающиеся на перемычке при формировании и разрушении центральной цилиндрической части.

Как известно, период собственных колебаний  $T$  различных капиллярных объектов (струй [5], перемычек, капель с ограниченной площадью контакта [8], капель [9]) пропорционален комбинации физических параметров системы:

$$(4.2) \quad T \sim (\rho S^3 / \sigma)^{1/2}.$$

Здесь  $\sigma$ ,  $\rho$  — поверхностное натяжение и плотность жидкости;  $S$  — характерный линейный размер. В настоящем случае в силу равенства объема центральной части струи  $V_1$  объему капли  $V_k$  (3.1) в качестве характерного размера в соотношении (4.2) берем радиус капли  $R$ .

Оценим, как удовлетворяют колебания струи растяжения соотношению (4.2). За время вытягивания на струе наблюдались два колебания с периодами  $T_1$  и  $T_2$ , отвечающие первому и второму максимумам кривой на рис. 3, причем  $T_1 > T_2$ .

На рис. 4 представлена зависимость  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_k$  — периода колебаний капли, образованной при дроблении этой перемычки ( $T_k = 2,2(\rho R^3 / \sigma)^{1/2}$ ,  $R$  — радиус капли), от  $R^{3/2}$ . Линия 1 определяет  $T_k$ , 2 —  $T_1$ , 3 —  $T_2$ . Видно, что периоды  $T_1$ ,  $T_2$  пропорциональны  $R^{3/2}$ , т. е. подчиняются закону (4.2):  $T_1 \sim T_2 \sim R^{3/2}$ . Однако в процессе проведения экспериментов были случаи, когда выделить собственные колебания струи не удавалось, диаметр струй-перемычек уменьшался без возмущений экспоненциально согласно (1.1).

На рис. 5 приведена зависимость  $\ln(d/d_0)$  от времени  $t$  для таких струй при различных скоростях вытягивания (линии 1, 2 для  $u = 0,77$  и  $1,45$  м/с) и одинаковом начальном объеме  $V_0 = 4,6 \cdot 10^{-11}$  м<sup>3</sup> ( $d_0$  — диаметр перемычки в начальный момент времени  $t_0$ ).

Существование таких случаев подтверждает вывод в [2] о наличии критического значения  $x_0^*$ . Предположим, что при формировании струи на ней образуется случайный спектр начальных колебаний. Если среди волновых чисел  $x_0$  этого спектра нет колебаний, для которых  $x_0 > x_0^*$ , то осесимметричные колебания развиться не могут, т. е. увеличение относительных амплитуд любых колебаний полностью компенсируется уменьшением абсолютных амплитуд при растяжении (1.1).

Как показывают эксперименты, начальный спектр колебаний имеет случайный характер. При одних и тех же значениях параметров  $V_0$  и  $u$  развитие струи растяжения может происходить как тем, так и другим способом. Однако объем отделившейся массы жидкости  $V_k$  в случае растяжения струи без проявления колебаний (индекс 1) всегда меньше, чем при распаде струй с проявлением колебаний (индекс 2):

$$(V_k/V_0)_1 < 0,3 < (V_k/V_0)_2.$$

Проведенные эксперименты позволили выявить особенности развития и распада струй-перемычек при осесимметричном растяжении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tomotika S. Breaking up of a drop of viscous liquid immersed in another viscous fluid which is extending at a uniform rate // Proc. Roy. Soc. London.— 1936.— V. A153.— P. 879.
2. Mikami T., Cox R. G., Mason S. G. Breakup of extending liquid threads // Intern. J. Multiphase Flow.— 1975.— V. 22.— P. 2.
3. Слобожанин Л. А. Задачи устойчивости равновесия жидкости, возникающие в вопросах космической технологии // Гидромеханика и тепло- и массообмен.— М.: Наука, 1982.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1988.
5. Рэлей. Теория звука. Т. 2.— М.: ГИИТЛ, 1955.
6. Wolf W. R. Study of vibrating reed in the production of small droplets and solid particles of uniform size // Rev. scient. instrum.— 1961.— V. 32, N 10.
7. Колпаков А. В., Салов В. А., Дмитриева Е. М. Методика и установка для исследования зарядки капель при соударении // Физика аэродисперсных систем.— 1989.— Вып. 32.

8. Елагин М. П., Лебедев А. П., Шмелев А. В. Лабораторное моделирование устойчивости и динамики свободной жидкой зоны // Гидромеханика и тепло- и массообмен. — М.: Наука, 1982.
9. Ламб Г. Гидродинамика. — М.: ОГТИ, 1947.

г. Одесса

Поступила 30/V 1990 г.,  
в окончательном варианте — 2/X 1990 г.

УДК 533.6.011

А. С. Фонарев

### СКАЧОК И ВОЛНА РАСШИРЕНИЯ В ТРАНСЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Рассмотрена задача о распространении ударной и простой волн расширения в трансзвуковом потоке. Определены приближенные соотношения для параметров потока и проанализированы получающиеся асимптотические зависимости при стремлении к нулю малых параметров трансзвуковой теории. С использованием полученных соотношений показано, что при числе Маха  $M \geq 1$  для обычно применяемого в теории индукции стенок труб условия Дарси отсутствует не зависящая от обтекаемого тела универсальная связь коэффициента оптимальной проницаемости с числом Маха набегающего потока, как это имеет место в линейной теории сверхзвукового потока.

А. А. Никольскому [1] удалось получить в случае сверхзвукового потока в трубе универсальную зависимость для коэффициента оптимальной проницаемости перфорированной стенки (с полным исключением ее влияния на поток в трубе), удовлетворяющей условию Дарси  $v/u + R = 0$  ( $u, v$  — значения горизонтальной и вертикальной составляющей возмущенной скорости,  $R$  — коэффициент перфорации). В предположении о небольших отклонениях скорости от скорости набегающего потока им показано, что в неограниченном потоке как в ударной волне, так и в волне расширения, вызываемых обтекаемым телом, выполняется соотношение  $v/u = -\sqrt{M_1^2 - 1}$ , причем оно не зависит от параметров обтекаемого тела ( $M_1$  — число Маха набегающего сверхзвукового потока). Это соотношение предложено взять в [1] в качестве условия для получения безындукционного течения в сверхзвуковой трубе, для чего коэффициент проницаемости стенок должен удовлетворять соотношению  $R_{opt} = \sqrt{M_1^2 - 1}$ .

Ниже исследованы свойства течения в скачке и волне расширения, когда  $M \approx 1$ . Показано, что для сверхзвукового течения, мало отличающегося от звукового, уже нет единой зависимости для оптимального коэффициента проницаемости стенки, он в каждом случае течения есть переменная по длине стенки трубы величина и различная для каждого эксперимента.

1. Рассмотрим точные соотношения для косоугольного скачка уплотнения [2,3] (рис. 1):

$$(1.1) \quad \frac{p_2}{p_1} - 1 = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 \sin^2 \beta - 1);$$

$$(1.2) \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\sin^2 \beta - 1/M_1^2}{(\gamma + 1)/2 - \sin^2 \beta + 1/M_1^2} \operatorname{ctg} \beta;$$

$$(1.3) \quad M_2^2 \sin^2 (\beta - \theta) = \frac{1 + [(\gamma - 1)/2] M_1^2 \sin^2 \beta}{\gamma M_1^2 \sin^2 \beta - (\gamma - 1)/2}.$$

Здесь  $p$  — давление;  $\theta$  — угол поворота потока, а  $\beta$  — угол наклона скачка, отсчитываемые от оси  $x$ ;  $\beta_1$  — дополнительный угол, отсчитываемый от оси  $y$ ; индексы 1 и 2 относятся к состоянию потока перед скачком и после него;  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Как известно, околосзвуковой поток характеризуется двумя малыми параметрами, соотношение между которыми задает тот или иной трансзвуковой режим, определяемый параметром подобия. Для анализа течения около скачка уплотнения удобно выбрать параметры  $M_1^2 - 1$  и  $M_2^2 - 1$ . При этом малыми величинами будут также  $\theta \ll 1$  и  $\beta_1 \ll 1$ , которые находятся, как только заданы первые два параметра. Будем считать  $M_1 > 1$ , на знак величины  $(M_2 - 1)$  условия налагать не будем, допуская также дозвуковой, близкий к скорости звука, режим.