

УДК 532.522.2.013.4:532.613

© 1995 г. В. В. БЛАЖЕНКОВ, А. Ф. ГИНЕВСКИЙ, В. Ф. ГУНБИН,
А. С. ДМИТРИЕВ, С. И. ЩЕГЛОВ

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ВЫНУЖДЕННОГО КАПИЛЛЯРНОГО РАСПАДА СТРУИ ЖИДКОСТИ

В работе представлены результаты исследований капиллярного распада тонких струй жидкости во внешнем случайном акустическом поле.

Явление вынужденного капиллярного распада струй жидкости лежит в основе одного из самых перспективных способов генерации потоков монодисперсных макрочастиц [1]. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования (см. обзоры [2—4]), достижение высокой степени монодисперсности капель в этом процессе связано с получением оптимального отношения сигнал/шум при их генерации. Это отношение определяет дисперсии размеров и скоростей, а также угловую расходимость капель в потоке.

1. Анализ режимов вынужденного капиллярного распада струй. При капиллярном распаде струй жидкости реализуется несколько режимов в зависимости (как будет показано ниже) от отношения сигнал/шум в струе. Среди них можно выделить спонтанный распад, переходную область и вынужденный (регулярный) режимы.

Спонтанный распад инициируется случайными деформациями поверхности струи, которые всегда существуют из-за шероховатостей каналов истечения, внешнего акустического шума или термодинамических флуктуаций и реализуется без какого-либо управляемого воздействия на струю. Он характеризуется значительными флуктуациями длины нераспавшегося участка струи, большой дисперсией размеров и скоростей полета капель.

Переходный режим капиллярного распада возникает при возбуждении струи периодическим сигналом, вызывающим относительно малые периодические колебания поверхности струи. Он характеризуется меньшими, чем при спонтанном распаде, величинами дисперсий длины нераспавшегося участка струи и характеристик образующихся при распаде капель.

Вынужденный (регулярный) режим распада возникает при достаточно большой величине подаваемого на струю сигнала возбуждения и характеризуется периодическим отрывом капель при практически постоянной длине нераспавшегося участка струи, малой дисперсии размеров, скорости и угловой расходимости капель в потоке. Однако при этом в капельном потоке могут наблюдаться последовательности капель, имеющих разные размеры. По устоявшейся терминологии, это основные и сопутствующие (сателлитные) капли. Поскольку их относительные размеры могут меняться в широких пределах, то иногда становится невозможным отличить основную каплю от сателлитной, поэтому различие между ними условно и, как правило, капли большего размера называют основными.

В случае, когда регулярный капиллярный распад осуществляется без образования сателлитов, его называют монодисперсным распадом. Именно он очень важен для практических приложений. При монодисперсном распаде дисперсия основных характеристик капель может существенно изменяться в зависимости

от условий формирования струи, возбуждения вынужденного капиллярного распада, а также параметров окружающей среды.

В то время как режимам спонтанного и регулярного распада струй посвящено сравнительно большое количество работ (см., например, [2—4]), переходная область до настоящего времени практически не исследована.

Целью настоящей работы является изучение влияния отношения сигнал/шум на характеристики вынужденного капиллярного распада струй в переходной области.

Работа типичного генератора монодисперсных капель происходит следующим образом: струя жидкости под действием избыточного давления вытекает со скоростью V_j из небольшого резервуара, в котором создаются периодические колебания давления P_{\sim} . Это приводит к колебаниям скорости ΔV_j при истечении и в конечном итоге к периодической деформации поверхности струи

$$R(x, t) = R_j [1 + \delta_0 \exp(\gamma x) \cos(kx - \omega t)]$$

Здесь R_j — средний радиус струи, k и ω — волновое число и частота колебаний поверхности струи ($k = R_j \cdot \omega / V_j$), γ — инкремент нарастания возмущений вдоль струи. Используя уравнение Бернулли и закон сохранения массы в приближении идеальной жидкости и в случае малых амплитуд колебаний, получим

$$\delta_0 = P_{\sim} / 2\rho V_j^2 \quad (1.1)$$

где ρ — плотность жидкости. Формулу (1.1) можно использовать для оценки только по порядку величины. Более подробный анализ связи между P_{\sim} и δ_0 содержится в [5].

В различных экспериментах случайные возмущения поверхности струи могут иметь разную природу. Однако большинство экспериментов проводится при течении струи в воздухе при комнатной температуре. В этих условиях случайные возмущения могут быть вызваны термодинамическими флуктуациями и внешним акустическим шумом.

Равновесные флуктуации приводят к очень малым деформациям поверхности [6], поэтому остановимся на анализе влияния звукового шума на характеристики струи. Обычно скорость V_j много меньше скорости звука V_s , поэтому длина звуковой волны много больше длины волны на поверхности струи, вследствие чего прямое взаимодействие акустических и поверхностных волн незначительно. Согласно [7], на развитие капиллярной неустойчивости струи можно эффективно воздействовать лишь специально подобранными ультразвуковыми источниками, параметры которых удовлетворяют условию резонанса. Можно показать, что если пренебречь возможностью такого комбинированного воздействия, то деформации поверхности в произвольной точке цилиндрической поверхности жидкости, вызванные длинноволновым случайным акустическим полем с давлением P_a , будут равны $\delta_s \sim P_a / (2\rho V_j^2)$. Для струи воды радиуса $R_j = 1$ мм и акустического давления $P_a = 0,02$ Н/м² имеем $\delta_s \sim 10^{-13}$ м. Очевидно, что величина δ_s существенно меньше величины возмущения, приводящего к наблюдаемым в эксперименте значениям длины нераспавшейся части струи L_j при спонтанном распаде.

Если рассмотреть истечение струи из генератора капель в среду с акустическим шумом, а следовательно, и случайным во времени давлением, то, исходя из тех же соображений, которые были использованы при анализе периодического сигнала на струе, можно показать, что средняя амплитуда случайной деформации поверхности струи вблизи места истечения будет пропорциональна разности давлений (между давлением в объеме жидкости и давлением окружающей среды) и будет определяться формулой $\delta_{0s} \approx P_a / (2\rho V_j^2)$. Тогда для струи воды радиуса $R_j = 1$ мм и со скоростью $V_j = 1$ м/с при $P_a = 0,02$ Н/м² случайная начальная деформация поверхности будет равна $\delta_{0s} = 10^{-8}$ м, что соответствует экспериментальной оценке начальных возмущений [2]. Таким образом, можно сделать вывод, что

акустический шум приводит к появлению вблизи места истечения случайной деформации поверхности струи со средней амплитудой, определяемой формулой (1.1), если величину P_{\sim} заменить на P_e .

Для обработки экспериментальных данных необходимо связать измеряемые величины с параметрами случайного и регулярного сигналов. Среднюю длину нераспавшейся части струи при спонтанном распаде L_{js} можно определить из формулы, полученной в линейной теории капиллярной неустойчивости

$$L_{js} = \frac{V_j}{\gamma_m} \ln \left(\frac{R_j}{\delta_{0s}} \right) \quad (1.2)$$

где γ_m — максимальный инкремент роста возмущений. Формула (1.2) может быть получена в приближении белого шума малой амплитуды в рассматриваемом спектральном интервале $0 < k < V_j/R_j$. В качестве критерия отношения сигнал/шум следует использовать величину $G = \ln(\delta_0/\delta_{0s})$ [8]. Принимая во внимание, что $1 \text{ Дб} = 10 \lg(\delta_0/\delta_{0s})$, запишем выражение для величины G в виде

$$G, \text{ Дб} = 4,3 \ln(\delta_0/\delta_{0s}) \quad (1.3)$$

Используя (1.2) и (1.3), будем определять параметр G с помощью экспериментально определяемых величин L_j и L_{js} по формуле

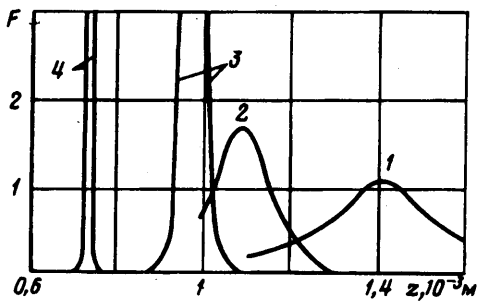
$$G = 4,3 \ln \left(\frac{\delta_0}{\delta_{0s}} \right) \approx \frac{4,3}{V_j} (\gamma_m L_{js} - \gamma L_j) \quad (1.4)$$

где γ — инкремент роста возмущения для возмущений, соответствующих данной частоте генератора капель.

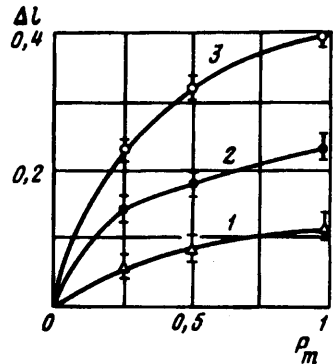
2. Экспериментальные исследования переходной области вынужденного капиллярного распада струй жидкости. Длина нераспавшейся части струи L_j как функция величины возбуждающего сигнала, определяемого величиной динамического давления P_{\sim} в камере генератора, находилась по методике, описанной в [9]. По наклону линейной части зависимости времени распада $t_d = L_j/V_j$ от $\ln P_{\sim}$ находился инкремент нарастания величины осесимметричных возмущений в струе γ , используемый при вычислении G по формуле (1.4). Для определения параметров струи при спонтанном распаде чувствительный объем детектора перемещался вдоль струи и фиксировалось число N — среднее количество обрывов струи в секунду в данной точке струи. Средняя длина нераспавшейся части струи при спонтанном распаде L_{js} находилась по положению максимума функции $F = (1/N)(dN/dz)$.

На фиг. 1 показан пример поведения функции F , описывающей флуктуации длины нераспавшейся части струи L_j в зависимости от продольной координаты z для разных значений величины отношения сигнал/шум G . Кривая 1 соответствует спонтанному распаду, а кривые 2—4 — $G = 6,3; 13,1; 28,0$ соответственно.

Для изучения влияния внешнего белого шума на среднюю длину нераспавшегося участка струи при спонтанном распаде струя возбуждалась системой акустических громкоговорителей. Использовались насадки с диаметрами каналов истечения D_N от 250 до 750 мкм. Данные экспериментов показывают, что в случае спонтанного распада среднее время обрыва струи при заданном уровне внешнего шума практически не зависит от ее средней скорости, но является функцией диаметра струи — относительное изменение длины струи пропорционально ее диаметру D_N . На фиг. 2 приведены результаты экспериментальных измерений относительного изменения (укорочения) длины нераспавшегося участка струи $\Delta l = \Delta L_{js}/L_{js}$ при спонтанном распаде в зависимости от относительной мощности источника внешнего акустического шума P_m . Кривые 1—3 соответствуют зависимостям, полученным для диаметра отверстия $D_N = 250; 500; 750$ мкм.



Фиг. 1



Фиг. 2

Для регистрации дисперсии скоростей и размеров макрочастиц в потоке в настоящей работе использовалась методика времени пролета, причем для измерения параметров сигнала применялся сверхбыстродействующий аналого-цифровой преобразователь с минимальным временем преобразования 100 нс, работающий с оперативным запоминающим устройством емкостью 256 Кбайт. В качестве детектора рассеянного частицами когерентного излучения аргонового лазера ЛГН-503 использовался фотоумножитель ФЭУ-85 со щелевым экраном перед фотокатодом. Сигналы с ФЭУ поступали на вход АЦП, где преобразовывались в цифровой код и записывались в ОЗУ. Для обработки информации использовалась ПЭВМ типа IBM-PC/AT с интерфейсом КАМАК. Аналого-цифровой преобразователь, построенный на основе 8-разрядной БИС параллельного типа 1108ПВ1, содержал схему управления, которая формировала импульсы с программно регулируемым периодом следования в интервале от 100 нс до 10 мкс. Это позволило синхронизировать работу АЦП со скоростью, размерами и частотой следования макрочастиц. Разработанный на языке Турбо-Си пакет программ обеспечивал накопление оцифрованных сигналов в ОЗУ и их обработку, построение функций распределения частиц по размерам и скорости, а также производил цифровую коррекцию дрейфа параметров измерительной системы.

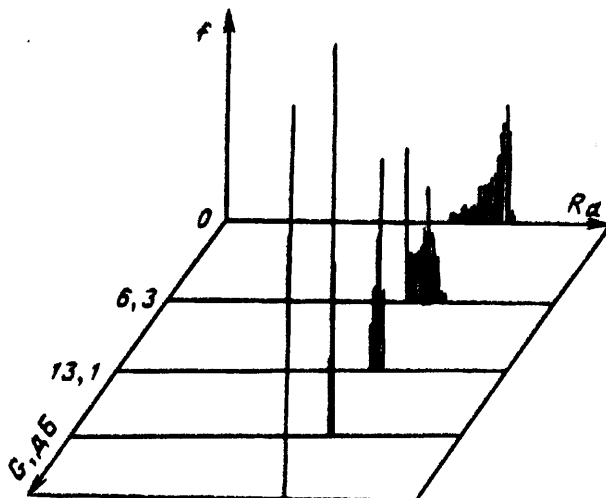
Для калибровки системы и определения погрешностей измерений на месте потока капель располагался вращающийся стеклянный диск с укрепленными на нем металлическими монодисперсными шариками диаметрами от 200 до 500 мкм. Угловая скорость вращения диска подбиралась такой, чтобы время и частота пересечения изображениями шариков измерительного объема ФЭУ со щелью были близки ко времени и частоте следования макрочастиц в струе. При этом результаты измерения характеристик сигнала от одного и того же шарика использовались для вычисления абсолютной погрешности метода. Результаты калибровки показали, что относительная погрешность определения размеров и скоростей макрочастиц этим методом составила величину менее 1%.

Эксперименты проводились с дистиллированной водой и водным раствором глицерина при истечении струй из насадков диаметрами $D_N = 50$ и 100 мкм в области изменения величины отношения сигнал/шум G от 0 до 30 Дб. На фиг. 3 показаны полученные в экспериментах гистограммы, отражающие распределение капель по размерам. Видно, что форма такого распределения для больших G близка к гауссовой с малым уширением, а для спонтанного распада наблюдается широкая функция распределения, похожая на зависимость инкремента нарастания γ от волнового числа k .

3. Моделирование образования капель в переходной области параметров капиллярного распада. Для теоретического описания капиллярного распада струй идеальной жидкости с учетом внешнего шума используем одномерную систему уравнений длинноволнового приближения, которая позволяет учесть основные закономерности капиллярного распада осесимметричных струй [2, 3]

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{R} \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial x} \right)^2 \right]^{-1/2} - \frac{\partial^2 R}{\partial x^2} \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial x} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \frac{\partial (v, R^2)}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$



Фиг. 3

Согласно соображениям, изложенным выше, начальные условия в точке истечения зададим в виде:

$$x = 0: v = v_p, \quad R = R_j [1 + \delta_0 \cos(\omega t) + z(t)] \quad (3.3)$$

где $z(t)$ — случайная функция времени, связанная с действием внешнего шума. Не ограничивая общности, положим

$$\langle z \rangle = 0, \quad \langle z(t') z(t'') \rangle = \delta_0^2 \delta(t' - t'') \quad (3.4)$$

где угловые скобки означают усреднение по реализациям.

Решение системы уравнений (3.1)–(3.2) с граничными условиями (3.3) удобно искать, используя медленную пространственную координату $\xi = \epsilon x$, где $\epsilon = (We)^{-1/2}$. Следуя [10], будем искать решение системы уравнений (3.1)–(3.2) как развитие неустойчивости основного состояния $v = v_p$, $R = R_j$ и введем новые переменные

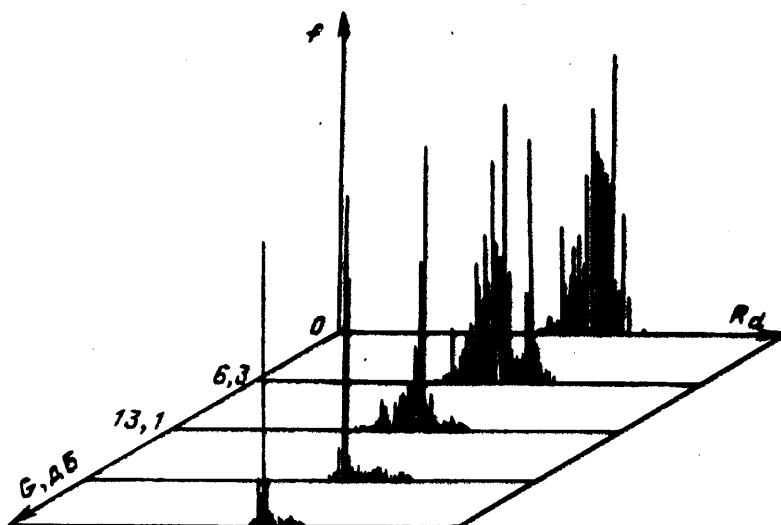
$$u(x, t) = v(x, t) - v_p, \quad \eta(x, t) = R(x, t) - R_j$$

Обезразмерим исходную систему уравнений и разложим правую часть уравнения (3.1) в ряд Тейлора по η . После ряда несложных выкладок получим систему уравнений для $u(x, t)$ и $\eta(x, t)$ [10]. Ограничимся линейным приближением. Учитывая, что растущие возмущения перемещаются вдоль струи со средней скоростью v_p , квазипериодические колебания поверхности струи осуществляются на масштабах «быстрой» переменной x , а эволюция амплитуд возмущений происходит по «медленной» координате ξ , ищем решение в виде

$$\begin{pmatrix} u \\ \eta \end{pmatrix} = \frac{1}{\gamma} \sum_k \begin{pmatrix} ik(1 - k^2) \\ -ik/2 \end{pmatrix} b_k(\xi) \exp(ik\theta) + \text{к.с.} \quad (3.5)$$

где $\theta = x - t$ — фаза колебаний, k — волновое число, $b_k(\xi)$ — амплитуды растущих гармоник с волновым числом k . Запись решения в виде (3.5) возможна лишь в приближении малых начальных амплитуд δ_0 и δ_* , а суммирование производится по всем волновым векторам, участвующим в процессе распада.

Подставив (3.5) в систему уравнений (3.1)–(3.2), умножив полученные соотношения на вектор-строку $(-ik/(4\gamma), 1/2) \exp(-ik\theta)$ и проинтегрировав по



Фиг. 4

θ от $-\infty$ до ∞ , получим систему уравнений для комплексных амплитуд гармоник

$$\frac{db_k}{d\xi} = \gamma b_k \quad (3.6)$$

Получив решение уравнения (3.6), найдем корреляторы $\langle b_k(\xi') b_{k''}(\xi'') \rangle$, которые определяют разброс размеров капель R_d

$$\frac{\delta R_d}{R_d} \approx \frac{1}{3} \frac{k_0 \delta_s}{\delta_0} \left\{ \int_0^1 \exp\left(\frac{2\gamma_k}{\gamma_0}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi k}{k_0}\right) \left[\frac{2k^2 k_0^2}{k(k^2 - k_0^2)} \right]^2 dk \right\}^{1/2} \quad (3.7)$$

Расчеты показывают, что с увеличением отношения сигнал/шум разброс размеров капель резко падает и может достигать величины $\sim 10^{-2}\%$. Следует отметить, что формула (3.7) получена в линейном приближении при большом отношении сигнал/шум и может быть использована лишь для оценок по порядку величины в переходной области. Это связано с тем, что при выводе выражения (3.7) существенным образом было использовано предположение о малости дисперсии гауссовых случайных величин: длины нераспавшейся части струи и амплитуд растущих гармоник.

Для переходной области нельзя использовать приближение большого отношения сигнал/шум, поэтому анализ проводился на основе решения уравнений (3.1)–(3.6), представленного в виде

$$\eta(x, t) \approx \delta_0 \exp(\varepsilon \gamma_0 x) \cos(k_0 \theta) + \int_0^1 \delta_k \exp(\varepsilon \gamma_k x) \cos(k \theta) dk \quad (3.8)$$

где индекс ноль относится к параметрам основного сигнала, δ_k — амплитуда фурье-гармоники реализации случайного начального сигнала.

Анализ решения (3.8) проводился на ЭВМ следующим образом: дискретизированный случайный гауссовский процесс с характерной дисперсией δ_s раскладывался в спектр Фурье, выделялась область частот $0 < \omega < 1$ и находились величины δ_k . Далее вблизи точки обрыва струи анализировалось выражение (3.8) для поиска распределений длины нераспавшейся части струи и размеров капель.

Результаты расчетов показывают, что только для большого отношения сигнал/шум величины размеров капель и длины нераспавшейся части струи стремятся

к гауссовскому распределению. Гистограммы размеров капель изображены на фиг. 4. Из приведенных данных видно, что полученные распределения очень близки к тем, что изображены на фиг. 3.

Ниже в качестве примера приведено сравнение данных эксперимента с результатами расчета разброса параметров капель для струи, вытекающей из насадка диаметром $D_N = 100$ мкм со скоростью $v_j = 5,6$ м/с, частота генератора $f = 13$ кГц:

L_p , мм	8,9	8,0	7,6	6,7	5,8	4,3
δ_0	0	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$8,4 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$\delta D_d/D_d$, % (эксперимент)	29,6	12,0	2,7	1,5	1,3	1,2
$\delta D_d/D_d$, % (теория)	11,90	5,92	2,66	1,53	1,37	1,20

Видна хорошая корреляция полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17939).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аметистов Е. В., Блаженков В. В., Городов А. К. и др. Монодиспергирование вещества: принципы и применение. М.: Энергоатомиздат, 1991. 331 с.
2. Ентов В. М., Ярин А. Л. Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей. М.: ВИНТИ. Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. 1984. Т. 18. С. 112—197.
3. Шкадов В. Я., Радев С. П., Пенчев И. П., Господинов П. Н. Течение и неустойчивость жидких капиллярных струй//Успехи механики. 1982. Т. 5. № 3/4. С. 104—146.
4. Блаженков В. В., Гиневский А. Ф., Гунбин В. Ф., Дмитриев А. С. О вынужденном капиллярном распаде струй жидкости//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 53—61.
5. Гиневский А. Ф. Определение граничных условий в задаче о вынужденном капиллярном распаде струй идеальной жидкости//Сб. науч. тр. МЭИ. М.: МЭИ, 1990. № 232. С. 33—38.
6. Назин С. С., Изотов А. Н., Шикин В. Б. Об устойчивости заряженной струи//Докл. АН СССР. 1985. Т. 283. № 1. С. 121—125.
7. Езерский А. Б., Реутов В. П. Управление развитием неустойчивости капиллярной струи двумя ультразвуковыми пучками//ПМТФ. 1982. № 2. С. 41—47.
8. Блаженков В. В., Гунбин В. Ф., Щеглов С. И. Экспериментальное исследование влияния отношения сигнал/шум на характеристики вынужденного капиллярного распаде струй//Инж.-физ. журн. 1991. Т. 60. № 4. С. 544—550.
9. Блаженков В. В., Гунбин В. Ф., Щеглов С. И. Методика инженерного расчета параметров монодиспергаторов//Сб. науч. тр. МЭИ. М.: МЭИ, 1990. № 232. С. 18—33.
10. Блаженков В. В., Гиневский А. Ф., Гунбин В. Ф. и др. Нелинейная эволюция волн при вынужденном капиллярном распаде струй//Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 3. С. 54—60.

Москва

Поступила в редакцию
23.XII.1993