

УДК 532.522.2.013.4:532.613

© 1993 г. В. В. БЛАЖЕНКОВ, А. Ф. ГИНЕВСКИЙ, В. Ф. ГУНБИН,
А. С. ДМИТРИЕВ, С. И. ЩЕГЛОВ

НЕЛИНЕЙНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КАПИЛЛЯРНОМ РАСПАДЕ СТРУЙ

Исследование нелинейных волн на распадающихся капиллярных струях представляет значительный интерес как с точки зрения нелинейных волновых процессов в различных средах, так и для практических применений, связанных с генерацией и распространением потоков монодисперсных капель [1—4]. Особое значение в изучении распада тонких капиллярных струй имеют процессы образования и динамики капель-спутников (сателлитов) [5—8]. Исследование условий образования сателлитов открывает важные перспективы изготовления монодисперсных микрогранул с размерами, значительно меньшими диаметра исходной струи. Это имеет большое значение в современных технологиях, основанных на применении веществ в дисперсной фазе [9—13]. Настоящая работа посвящена исследованию нелинейных волн на распадающихся капиллярных струях.

1. Экспериментальные исследования нелинейного распада струй и динамики образования сателлитов. Изучение нелинейной динамики капиллярных струй проводилось ранее различными методами: фотографированием в стробоскопическом освещении [7] или фотодетектированием струи в лазерном пучке [14, 15]. Эти способы позволяют как исследовать динамику формирования и движение сателлитов, так и изучать развитие нелинейных деформаций поверхности струи. Управление образованием сателлитов может производиться различными способами [7, 16]. Один из наиболее перспективных, предложенный в [7], состоит в возбуждении струи многомодовым сигналом, включающим наряду с основной частотой (т. е. частотой, соответствующей максимальному инкременту нарастания возмущений поверхности струи) составляющие второй и третьей гармоник. Проведенные в [7] расчеты и эксперименты показали, что наиболее эффективное управление размерами и поведением сателлитов (вплоть до полного их устранения) путем смешения возбуждающего сигнала основной частоты с третьей гармоникой происходит в области волновых чисел $\kappa = \pi D/\lambda$: $0,34 < \kappa < 0,6$ и нулевом сдвиге фаз. Другая возможность состоит в управлении с помощью второй гармоники путем сдвига фаз в диапазоне $120^\circ < \varphi < 160^\circ$ и $0,42 < \kappa < 0,46$ [16]. При этом на процесс образования сателлитов сильное влияние оказывает амплитуда возбуждения.

Механизм влияния спектрального состава сигнала возбуждения на формирование сателлитов до настоящего времени оставался неясным, поскольку как в приведенных выше, так и в других работах этого направления отсутствовал контроль за гармоническим составом сигнала возбуждения и его изменением в процессе нарастания возмущений вдоль струи.

В [14, 15] спектральный анализ деформаций поверхности струи проводился методом освещения возбужденной струи He—Ne-лазером с последующим увеличением изображения и проекцией через щелевой экран на фотодетектор и разложением выходного сигнала в спектр с помощью спектроанализатора с точностью до 0,1% от уровня сигнала от невозбужденной струи. Выходное напряжение тракта фотоумножитель—усилитель определяется соотношением [14]

$$Y = BP [1 - 2(R_{s0} + \delta_s)/H] + V_D$$

где P — мощность излучения лазера, B — коэффициент преобразования, V_D — напряжение темнового тока; R_{s0} — радиус тени невозбужденной струи, δ_s — амплитуда колебаний тени, H — высоты щели. При этом данные по временной стабильности величин P , B и V_D не приводились. Ширина щели выбиралась 6—12% длины волны на частоте возбуждения в [15] и 5% в [14], что вносило дополнительную погрешность при определении амплитуд, особенно высших гармоник. Соотношение фаз гармоник не фиксировалось, а также не указывается средний радиус возбужденной струи. Кроме того, в указанных работах уровень начального возбуждения струи (или отношение сигнал/шум) не приводится. Таким образом, в отмеченных исследованиях отсутствует полная информация о ряде важных параметров распада, что делает невозможным сравнение экспериментальных данных с теоретическими результатами по нелинейному распаду струй.

В настоящей работе для исследования нелинейной стадии вынужденного капиллярного распада струй и генерации сателлитов применена методика, позволявшая провести экспериментальные исследования гармонических составляющих сигнала возбуждения вдоль струи и связать его с образованием и эволюцией сателлитов. Разработана численная модель, которая дает возможность предсказать характеристики распада (включая параметры сателлитов) при воздействии сигнала произвольного спектрального состава.

Методика измерений состояла в регистрации с помощью оптического многоканального анализатора [17] изображений участка нераспавшейся части струи, освещаемого импульсным источником когерентного излучения. При этом с помощью линии задержки, сигнал на выходе которой синхронизировался с сигналом задающего генератора, осуществлялось последовательное изменение фазы наблюдения от 0 до 2л. Полученные с помощью оптического многоканального анализатора изображения «срезов» струи в разных фазах поступали через интерфейс КАМАК в ЭВМ IBM-PC/AT, при помощи которой осуществлялось определение спектрального состава колебаний. Путем перемещения с помощью микрометрического винта генератора по отношению к оптической оси системы регистрации проводились измерения на различных расстояниях от канала истечения и определялась эволюция спектра вдоль оси Z . Одновременно с помощью быстродействующего аналогоцифрового преобразователя и полупроводникового датчика давления, подключенных к компьютеру, измерялись спектры сигналов задающего генератора и динамического давления в камере генератора вынужденного капиллярного распада.

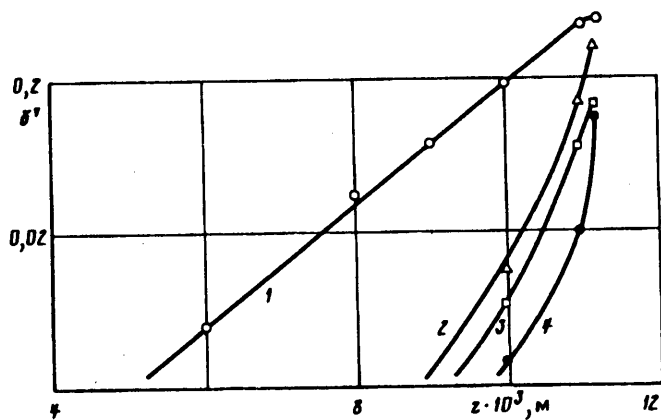
Оптический многоканальный анализатор, используемый для регистрации увеличенного изображения «среза» струи, включал в себя светочувствительный датчик, содержащий 2048 чувствительных элементов и обеспечивающий относительную ошибку измерений, лучшую 0,1% и электронные блоки в стандарте КАМАК, осуществляющие управление датчиком, преобразование информации в цифровой код и передачу в компьютер для последующей обработки. В качестве источника когерентного излучения использовался аргоновый лазер ЛГН-502 и акустооптический модулятор, модулировавший лазерное излучение синхронно с сигналом задающего генератора.

Для автоматической обработки изображений использовались методы, разработанные в рамках лингвистического подхода теории распознавания образов. Каждое изображение после предварительной коррекции (удаления случайных выбросов и провалов) анализировалось в заданном пространстве. После такого анализа в соответствии с решающим правилом выбиралась структура, по которой производилось определение параметров. В тех случаях, когда описанный анализ изображения был невозможен (крайняя нерегулярность изображения, наличие нескольких равнозначных структур, выделяемых решающим правилом), предусматривалась возможность визуального определения параметров.

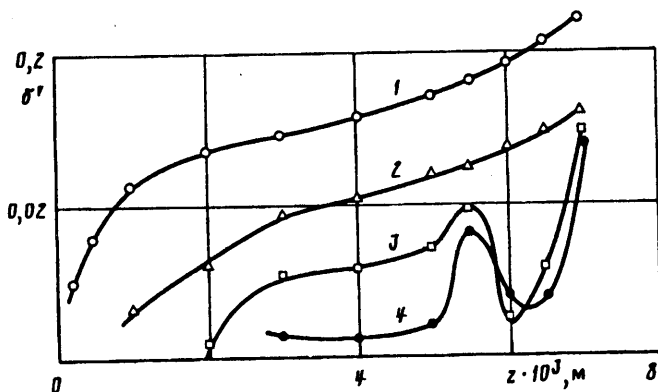
В дальнейшем проводился фурье-анализ полученной периодической табулированной функции для каждой выбранной точки по оси вдоль струи путем разложения в ряд Фурье вида

$$R(t) = R_0 + \sum_{n=1}^N \delta_n \cos(n\omega_0 t + \varphi_n)$$

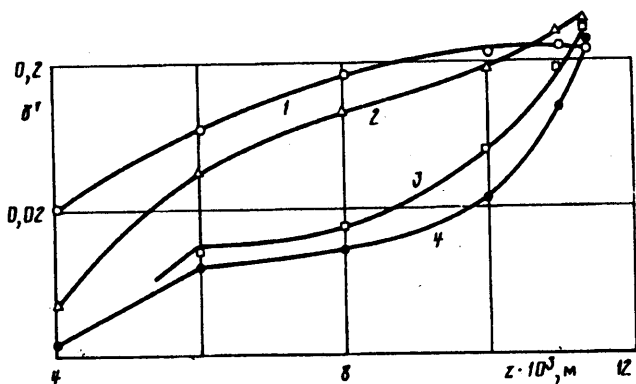
где R_0 — средний радиус струи, ω_0 — циклическая частота сигнала возбуждения, δ_n , φ_n — амплитуда и фаза гармоник колебания диаметра возбужденной струи, что для числа выделяемых гармоник $N = 4$ давало среднюю квадратическую ошибку не более 0,5%.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Основные экспериментальные результаты, полученные в работе, показаны на фиг. 1—3 для случая вынужденного распада струи воды при $D_j = 100$ мкм, $U_j = 3,5$ м/с. Номера кривых соответствуют номерам кратных гармоник. На фиг. 1 в полулогарифмическом масштабе приведена зависимость отношения $\delta' = \delta_n/R_\rho$ от z для слабого начального возмущения струи воды δ_0 при гармоническом возбуждении и оптимальном значении безразмерного волнового числа

$\kappa = \pi D/\lambda = 0,69$. При этом образование сателлитов не наблюдалось. Измеренное по наклону прямой зависимости $\lg(\delta_1/R_0)$ от z значение безразмерного инкремента нарастания γ_1 ($\delta_1 = \delta_0 \exp(\gamma_1 t)$, где $t = z/U_j$), дало значение $\gamma_1 = 0,34$, что соответствует расчетной величине линейной теории Рэля [12].

В качестве критерия величины сигнала возбуждения в настоящей работе использовалось отношение величины начального возмущения к радиусу невозмущенной струи: δ_0/R_0 при $z = 0$.

При возбуждении распада струи одномодовым сигналом большой амплитуды характер эволюции спектра колебаний существенно изменялся (см. фиг. 2). На полученных в экспериментах кривых ясно видны три характерные области: первая, простирающаяся от выхода из насадка до $z = (6+10)R_N$, отвечает участку струи, на котором происходит преобразование энергии колебаний давления и скорости жидкости в генераторе вынужденного распада в колебания поверхности струи; на втором участке происходит сложная эволюция отдельных мод, которая, возможно, связана с перекачкой энергии между гармониками на фоне релаксирующего профиля скорости; третья область — нелинейная стадия распада с сильным взаимодействием гармоник непосредственно перед распадом струи.

При волновых числах, далеких от оптимальной величины $\kappa < 0,5$, в спектре колебаний струи наблюдалась значительная примесь гармонических составляющих, амплитуды которых вблизи области распада превосходили амплитуду сигнала на частоте возбуждения (фиг. 3). При этом наблюдалось образование сателлитов.

2. Нелинейная динамика образования сателлитов при сложном возбуждении. Для теоретического описания вынужденного капиллярного распада струй использовалась одномерная система уравнений, часто используемая в различных исследованиях (см., например, обзоры [2, 18, 19])

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[R^{-1} \left[1 + \left(\frac{\partial R}{\partial z} \right)^2 \right]^{-1/2} - \frac{\partial^2 R / \partial z^2}{[1 + (\partial R / \partial z)^2]^{3/2}} \right] + 3v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{6v}{R} \frac{\partial R}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \frac{\partial (vR^2)}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

Здесь v — продольная скорость; R — радиус струи; σ , ρ , ν — коэффициент поверхностного натяжения, плотность и кинематическая вязкость жидкости соответственно. Следуя [3], обезразмерим исходную систему уравнений, введем медленную продольную координату $\xi = \varepsilon z$ и перейдем к новым исходным функциям — возмущению скорости и деформации поверхности

$$u(z, t) = \frac{v(z, t)}{U_j} - 1; \quad \eta(z, t) = \frac{R(z, t)}{R_j} - 1$$

Здесь U_j и R_j — соответственно начальные средняя скорость и радиус струи.

Оставляя слагаемые $\sim \varepsilon^2$, перепишем систему уравнений (2.1)–(2.2) в новых переменных

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial z} + \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \varepsilon u \frac{\partial u}{\partial \xi} - 6\varepsilon Oh \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial \xi} - 6\varepsilon Oh \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} - \right. \\ \left. - 6\varepsilon Oh \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - 3\varepsilon \frac{\partial^3 \eta}{\partial z^2 \partial \xi} + 2\varepsilon \eta \frac{\partial \eta}{\partial \xi} - \varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} - \right. \\ \left. - \varepsilon \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z \partial \xi} \right) = \varepsilon \left[-u \frac{\partial u}{\partial z} + 3Oh \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 6Oh \frac{\partial \eta}{\partial z} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} - \right. \\ \left. - 6Oh \eta \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial z^3} - 2\eta \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)^2 - \right. \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned}
 & - \eta \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + 3\eta^2 \frac{\partial \eta}{\partial z} - 3 \frac{\partial \eta}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right)^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right)^2 \frac{\partial^3 \eta}{\partial z^3} \Big] \\
 & \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial z} + \varepsilon \left(\frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \varepsilon u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\varepsilon}{2} \eta \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) = \\
 & - \varepsilon \left(\frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\eta}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \right)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Граничные условия в точке $z=0$ запишем в виде [20]

$$u(0, t) = 0, \quad \eta(0, t) = F(t) \tag{2.5}$$

где $F(t)$ — некоторая периодическая функция.

Будем искать решение системы уравнений (2.3) — (2.4) с граничными условиями (2.5) в виде [20]

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} u(z, t) \\ \eta(z, t) \end{pmatrix} &= \sum_{j=1,2}^2 \sum_k \begin{pmatrix} ik(1-k^2) \\ \gamma_{jk} + 3Ohk^2 \\ 1 \end{pmatrix} b_{jk}(\xi) \exp(ik\theta) + \text{к.с.} \\
 \gamma_{1,2} &= -\frac{3k^2 Oh}{2} \pm \left[\frac{9k^4 Oh^2}{4} + \frac{k^2}{2} (1-k^2) \right]^{1/2}
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Здесь $\theta = z - t$ — фаза колебаний, k — волновое число, $b_{jk}(\xi)$ — амплитуда гармоники с волновым числом k и j -й ветвью спектра собственных колебаний, γ_{jk} — собственное число.

Суммирование в (2.6) проводится по всем ветвям спектра и всем волновым числам гармоник, которые учитываются в расчете. Подставив решение (2.6) в систему уравнений (2.3) — (2.4), умножив полученное соотношение на вектор-строку

$$\left(-\frac{ik}{4\gamma_{jk} + 6k^2 Oh}, \frac{\gamma_{jk} + 3k^2 Oh}{2\gamma_{jk} + 3k^2 Oh} \right) \exp(-ik\theta)$$

и проинтегрировав по θ в интервале от $-\infty$ до $+\infty$, получим систему уравнений для комплексных амплитуд гармоник (формулы для коэффициентов в силу их громоздкости здесь не приводятся)

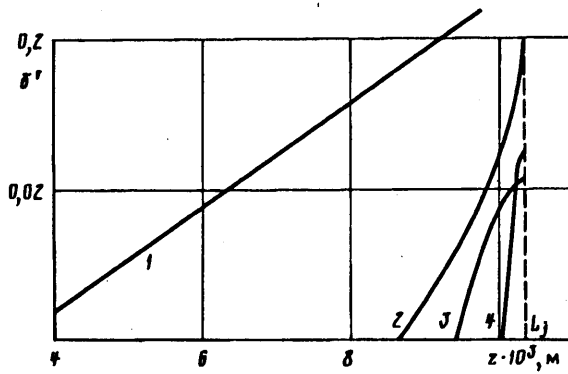
$$\begin{aligned}
 & \frac{db_{jk}}{d\xi} + \varepsilon \sum_{j=1}^2 A(j, j', k) \frac{db_{j'k}}{d\xi} + \varepsilon \sum_{j, j'=1}^2 \sum_{k', k''} B(j, j', j'', k, k', k'', B_{j''k''}) \frac{db_{j'k'}}{d\xi} + \\
 & + \varepsilon \sum_{j, j'=1}^2 \sum_{k', k''} C(j, j', j'', k, k', k'', b_{j''k''}) \frac{db_{j'k'}}{d\xi} = \\
 & = \gamma_{jk} b_{jk} + \sum_{j, j'=1}^2 \sum_{k', k''} D(j, j', j'', k, k', k'', b_{j'k'}, b_{j''k''}) + \\
 & + \sum_{j, j', j''=1}^2 \sum_{k', k'', k'''} E(j, j', j'', j''', k, k', k'', k''', b_{j'k'}, b_{j''k''}, b_{j'''k'''})
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Используя выражение (2.5) — (2.6), получим начальные данные для системы уравнений (2.7)

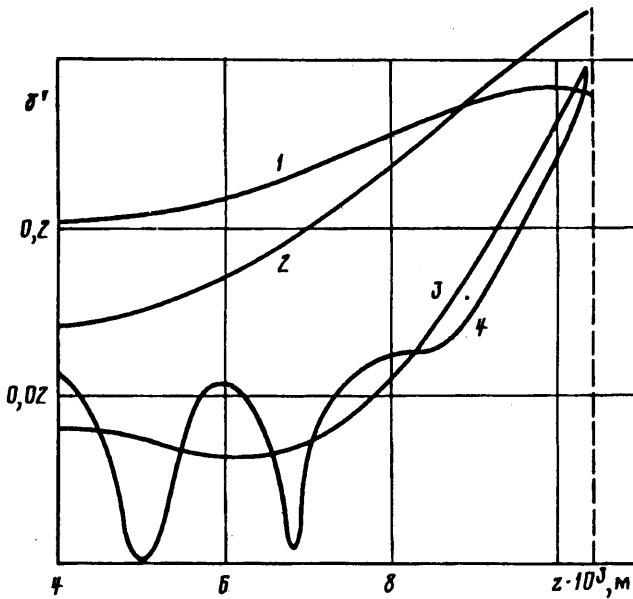
$$b_{jk}(0) = F_k \frac{\gamma_{jk} + 3Ohk^2}{2\gamma_{jk} + 3Ohk^2} \tag{2.8}$$

где F_k — k -тая фурье-компонента периодического сигнала $F(t)$.

Система уравнений (2.7) с начальными условиями (2.8) решалась численно методом Рунге — Кутты четвертого порядка на компьютере IBM PC/386. Время счета сильно зависело от количества используемых гармоник (от 1 мин для двух



Фиг. 4



Фиг. 5

гармоник, до 1,5 ч для восьми). Обрыв струи фиксировался при обращении в нуль радиуса струи.

На фиг. 4 и 5 в качестве примера приведены результаты расчета амплитуд гармоник по длине струи для вариантов, соответствующих данным эксперимента, изображенным на фиг. 1 и 3 соответственно. Начальные данные для расчета задавались по результатам измерения амплитуд отдельных гармоник на некотором расстоянии от точки истечения, когда измеренные величины уже превышали погрешность эксперимента. Расчет заканчивался в точке обрыва струи. В результате сравнения фиг. 1 и 4 с фиг. 3 и 5 можно сделать вывод, что изложенная модель капиллярного распада удовлетворительно описывает процесс роста амплитуд отдельных гармоник вдоль струи. Кроме того, восстановленный по выражению (2.6) и визуализированный на графическом дисплее профиль струи вблизи точки распада достаточно точно соответствует фотографии реальной струи, сделанной при наблюдении при тех же условиях генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блаженков В. В., Гиневский А. Ф., Григорьев В. А., Дмитриев А. С. О генерации упорядоченных потоков монодисперсных капель методом вынужденного капиллярного распада струй//Докл. АН СССР. 1990. Т. 313. № 6. С. 1412—1417.
2. Гиневский А. Ф., Дмитриев А. С. Некоторые проблемы создания упорядоченных потоков монодисперсных макрочастиц//Моск. энерг. ин-т. Сб. науч. тр. МЭИ. 1987. № 149. С. 5—24.
3. 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.
4. Блаженков В. В., Гиневский А. Ф., Гунбин В. Ф. и др. Исследование монодисперсного распада жидких струй//Инж.-физ. журн. 1988. Т. 55. № 3. С. 413—418.
5. Nayfeh A. Nonlinear stability of a liquid jet//Phys. Fluids. 1970. V. 13. № 4. P. 841—847.
6. Chaudhary K., Redekopp L. The nonlinear capillary instability of a liquid jet//J. Fluid Mech. 1980. V. 96. Pt 2. P. 257—274.
7. Chaudhary K., Maxworthy T. The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Pt 2.//J. Fluid Mech. 1980. V. 96. Pt 2. P. 275—286.
8. Body D. B. Drop formation in a circular liquid jet//Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. V. 11. P. 207—228.
9. Нагорный В. С. Электрокапеструйные регистрирующие устройства. Л.: Машиностроение, 1988. 269 с.
10. Darling R., Lee Ch., Kuhn L. Multiple-nozzle ink jet printing experiment//IBM J. Res. Develop. 1984. V. 28, № 3. P. 300—306.
11. Григорьев В. А. Криодисперсная технология: состояние и перспективы развития//Вестн. АН СССР. 1987. № 4. С. 84—90.
12. Аметистов Е. В., Блаженков В. В., Городов А. К. и др. Монодиспергирование вещества: принципы и применение. М.: Энергоатомиздат, 1991. 331 с.
13. Muntz E., Dixon M. Applications to space operations of free-flying, controlled streams of liquids//J. Spacecraft. 1986. V. 23. № 4. P. 411—419.
14. Taub H. Investigation of nonlinear waves on liquid jets//Phys. Fluid. 1976. V. 19. № 8. P. 1124—1129.
15. Wetzel G., Jr. Capillary oscillations on liquid jets//J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 7. P. 3586—3592.
16. Rezanka I., Crowley M. Ink jet printer with satellite droplet control//Pat. USA. № 4734705.
17. Аликин А. Р., Блаженков В. В., Гунбин В. Ф., Щеглов С. И. Исследование эволюции спектра колебаний поверхности струи жидкости при вынужденном капиллярном распаде//Инж.-физ. журн. 1991. Т. 60. № 4. С. 550—553.
18. Шкадов В. Я., Радев С. П., Пенчев И. П., Господинов П. Н. Течение и неустойчивость жидких капиллярных струй//Усп. механики (ПНР). 1982. Т. 5. № 3/4. С. 103—146.
19. Ентов В. М., Ярин А. Л. Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Мех. жидкости и газа. М., 1984. Т. 18. С. 112—197.
20. Гиневский А. Ф. Определение разброса размеров капель при вынужденном капиллярном распаде жидких струй//Методы и средства электрокапеструйной технологии. Л., 1990. С. 84—90.

Москва

Поступила в редакцию
27.1.1992