

С.К. Асланов, А.В. Колпаков

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОУДАРЯЮЩИХСЯ КАПЕЛЬ ПРИ ЧАСТИЧНОМ СЛИЯНИИ.

Доповідь зроблено на засіданні наукового семінару
лабораторії фізики аеродисперсних систем ОНУ 12.02.2003 р.

Представлено теоретичні та експериментальні дослідження струменевої течії, що виникає при частковому злитті крапель. Теоретично показано, що відношення радіуса струменя a до радіуса краплі R складає $\eta = a/R \approx 0,53$. Це значення підтверджено експериментально. Експериментально досліджена кінетика зміни різних параметрів струменя розтягу.

Представлены теоретические и экспериментальные исследования струйного осесимметричного течения, возникающего при частичном слиянии капель. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что отношение радиуса струи a к радиусу капли R составляет $\eta = a/R \approx 0,53$. Экспериментально исследована кинетика изменения различных параметров струи растяжения.

The theoretical and experimental researches of jet current originating at partial coalescence of drops are submitted. The ratio of radius of a jet a to a radius of a drop R is theoretically shown. This ratio makes $\eta = a/R \approx 0,53$. This value is confirmed experimentally. The kinetics of a modification of various parameters of jet of stretching is experimentally investigated.

Введение. Как известно [1], при соударении капель, размеры которых сильно отличаются друг от друга, может быть реализовано четыре различных исхода: отскок, слияние, дробление и частичное слияние. Последний процесс является промежуточным между отскоком и слиянием. На первой стадии этого процесса, соударяющиеся капли деформируются, но сохраняют свою индивидуальность, т.к. их разделяет газовая прослойка. Для истечения этой прослойки требуется некоторое время. Если это время мало по сравнению со временем, необходимым для устранения деформации и восстановления равновесной формы поверхности, то произойдет слияние капель. Если же газовая прослойка сохранится, то произойдет отскок за счет энергии, запасенной при деформации капель. В некоторых случаях, отскакивающую каплю успевает догнать кумулятивная струйка, извергающаяся со дна поверхностной каверны, возникшей при внедрении меньшей капли в поверхность большей. В этом случае происходит растягивание отлетающей капли в струю, заканчивающееся отделением части жидкости. Именно такой процесс именуется “частичным слиянием”.

Исследованию этого процесса посвящена серия работ [1,2,3], в которых экспериментально определены условия возникновения частичного слияния, предложены эмпирические выражения для определения коэффициентов слияния и частичного слияния, найдены критериальные зависимости, разделяющие упомянутые выше процессы друг от друга. Возникающее же струйное течение исследовано недостаточно полно. В тоже время такое течение является весьма интересным объектом как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения, представляя собой струю растяжения с односторонним ограничением.

1. **Экспериментальная часть.** В экспериментах по исследованию струи растяжения при частичном слиянии была использована установка, приведенная на рис. 1. Основными элементами установки являются: 1– генератор монодисперсных капель типа “вибрирующая игла”, 2– задающий генератор, 3– импульсный осветитель, 5– длиннофокусный микроскоп. В схему питания импульсного осветителя был встроен генератор П-образных импульсов с блоком задержки импульса, типа Г5–27. Такая установка позволяла реализовать методику визуализации быстропротекающих процессов [4]. Упомянутая методика дает возможность наблюдать и при необходимости фотографировать любые стадии процесса частичного слияния капель при их соударении. Поскольку, генератор монодисперсных капель был синхронизирован с генератором световых импульсов, то задержка светового импульса на определенный промежуток времени позволяла последовательно наблюдать все фазы процесса соударения капель за счет стробоскопического эффекта.

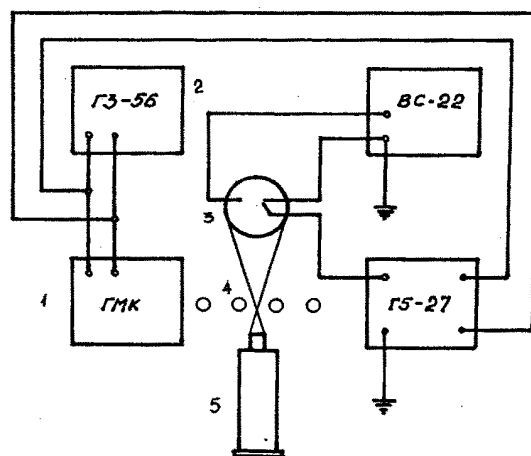


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1– генератор монодисперсных капель, 2– задающий генератор, 3– импульсный осветитель, 4– капли, 5– длиннофокусный микроскоп

Минимальная задержка импульса составляла 0,00001 секунды при характерном времени процесса соударения 0,001 секунды.

Было исследовано соударение капель дистиллированной воды радиусом R ($40 \div 250$ мкм) с каплями мишенями P ($650 \div 2500$ мкм) в интервале углов соударения α ($5 \div 90^\circ$) при относительных скоростях соударения v_1 ($0,45 \div 2$) м/с. Измерялось также полное время взаимодействия капель t_n и время преобразования малой капли в струю растяжения после возникновения перемычки между каплями t_k . Кроме того, определяли текущий диаметр перемычки d_{\min} , текущий максимальный диаметр струи d_{\max} , расстояние λ от невозмущенной поверхности большой капли до плоскости сечения, где определялся диаметр d_{\max} , расстояние l от невозмущенной поверхности капли-мишени до вершины струи, радиус r отлетающей после частичного

слияния капли. На рис. 2 представлена схема процесса соударения капель существенно разных размеров. Кинематограмма процесса соударения представлена на рис. 3. Процесс развития струи при частичном слиянии происходит при соударении капли $R=150$ мкм с каплей-мишенью $P=2100$ мкм при скорости соударения $v_1 = 1$ м/с и угле соударения $\alpha = 21^\circ$.

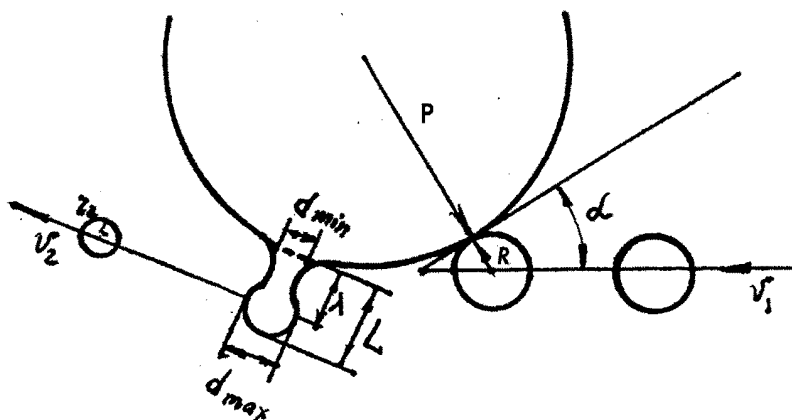


Рис.2. Схема процесса соударения капель при частичном слиянии. P, R – радиусы соударяющихся капель, r_2 – радиус капли после частичного слияния, v_1, v_2 – скорости капли до и после частичного слияния, α – угол соударения, d_{\min}, d_{\max} – минимальный и максимальный диаметры струи растяжения, λ – расстояние между равновесной поверхностью и центром капли в момент разрыва перемычки

Процесс вытягивания капли в струю при частичном слиянии соударяющихся капель, как видно из фотографий, представляется весьма сложным. После соударения капли расходятся на некоторое расстояние и затем между ними возникает соединительная перемычка за счет кумулятивной струи, образующейся при схлопывании поверхностной каверны, появившейся при соударении капель. Это приводит к тому, что отлетающая капля притормаживается, что, собственно, и приводит к ее вытягиванию в струю. При этом капля находится в некоторой фазе колебаний с модой $n=2$. В тоже время струя как бы исходит из центра кольцевых капиллярных волн, где в соответствии с законами их развития фаза максимума сменяется фазой минимума, при этом частота колебаний определяется только свойствами жидкости [5]. Таким образом, если в первой фазе капля вытягивается в струю за счет торможения со стороны возникшей перемычки, то в конце процесса ее начинают притягивать к поверхности капли-мишени, поскольку в этот момент там возникает минимум кольцевой волны. Одновременно верхняя часть струи, в соответствии с принципом минимума свободной энергии, начинает принимать сферическую форму. Весь процесс развития струи происходит за один цикл колебания поверхности большой капли. Все эти внешние изменения происходят на фоне внутреннего течения, вызванного разностью лапласовских давлений в каплях, обусловленных разностью их размеров. Все это приводит к тому, что отделившаяся в результате капля имеет размер меньше первоначального.

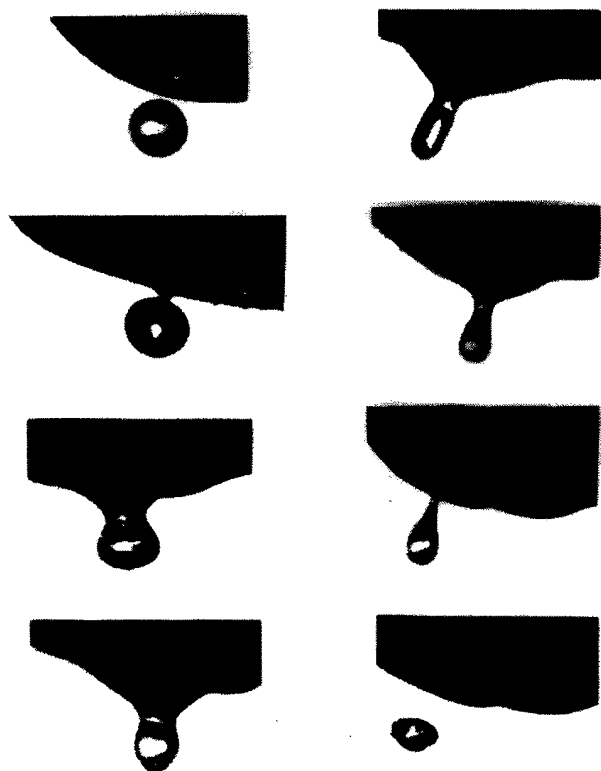


Рис.3. Процесс развития струи при растяжении капли радиусом $R = 150 \text{ мкм}$, соударяющейся со скоростью $v_1 = 1 \text{ м/с}$ под углом $\alpha = 21^\circ$ с каплей-мишенью радиусом $R = 2100 \text{ мкм}$

Как и в работе [1], установлено, что радиус отлетающей капли r_2 линейно связан с радиусом первичной капли R :

$$r_2 = (0,68 \pm 0,3)R$$

По сравнению с работой [1] диапазон изменения параметров расширен, а усовершенствованная методика позволила более детально проследить процесс развития струи растяжения и, в частности, с большей точностью определить времена процессов. На рис.4 представлена зависимость полного времени взаимодействия t_n , измеряемого от момента касания контуров капель до момента разрыва струи, и времени вытягивания капли в струю t_k от радиуса первоначальной капли R .

Следует обратить внимание, что результат соударения определяется в основном размером малой капли R . Это говорит о том, что процесс частичного слияния связан с релаксационными процессами деформируемых поверхностей капель, которые в свою очередь определяются размером малой капли при равных физико-химических свойствах жидкости.

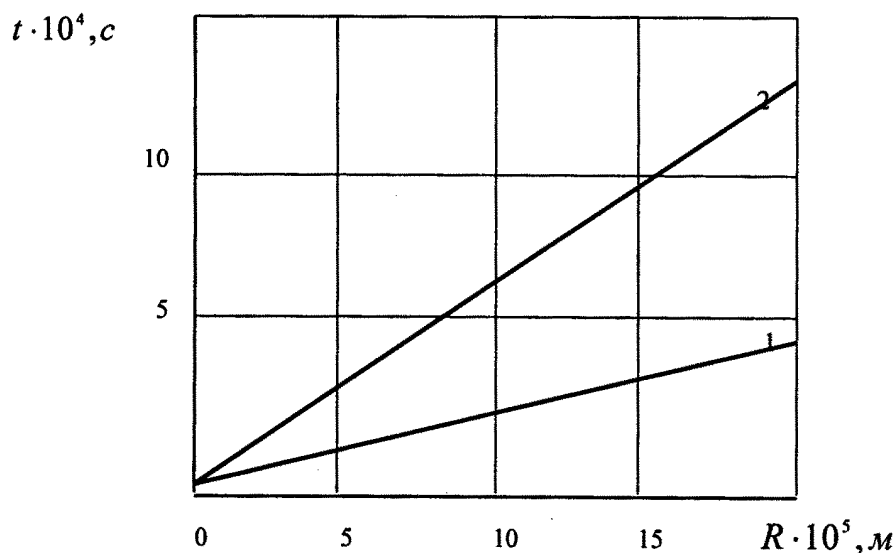


Рис.4. Зависимость времени процессов от первоначального размера капли R : 1– время растягивания капли в струю t_k , 2– полное время взаимодействия каплей при частичном слиянии t_n

В частности, частота колебаний капли по Релею $f = \sqrt{2\sigma/\pi^2\rho \cdot R^3}$, где σ и ρ коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкости соответственно. Кинетика развития струи растяжения представлена на рис.5. Приведен случай когда струя в своем развитии принимает форму, близкую к цилиндру, о чем свидетельствует точка максимального сближения d_{\min} и d_{\max} . Именно для таких струй можно провести сравнение эксперимента с теорией.

На рис. 6 приведена кинетика развития струй из капель различных размеров. Для всех трех случаев отношение радиуса струи $a = d_{\min}/2$, при $L = L_{\max}$, т.е. измеренного в момент достижения наибольшей длины струи, к радиусу первичной капли R составляет $\eta = a/R = 0,53 \pm 0,02$.

Из приведенного выше описания процесса растягивания капли в струю ясно, что теоретическое рассмотрение такой задачи связано со значительными трудностями, но в тоже время если ограничиться только первым этапом, т.е. собственно процессом вытягивания капли в струю, то условия близки задаче Релея о неустойчивости стационарной цилиндрической струи жидкости.

2. Теоретическая часть. В [6,7] рассмотрен процесс отрыва капли, образующейся на последнем из повторяющихся по длине струи циклов пережатия-разбухания, где гидродинамическая неустойчивость столба истекающей жидкости достигает своего наибольшего развития.

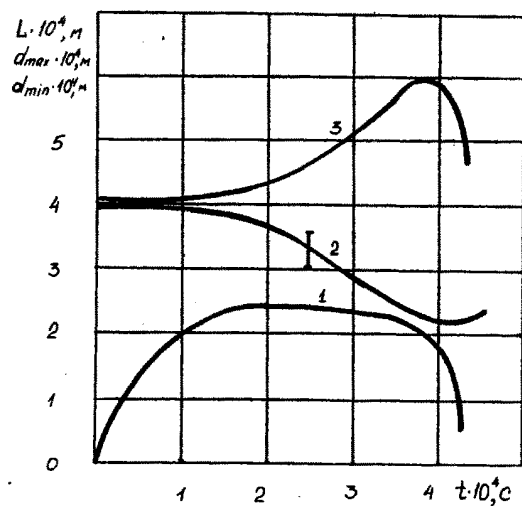


Рис.5. Кинетика развития струи растяжения: зависимости изменения параметров d_{min} (1), d_{max} (2) и изменения длины струи L (3) от времени t

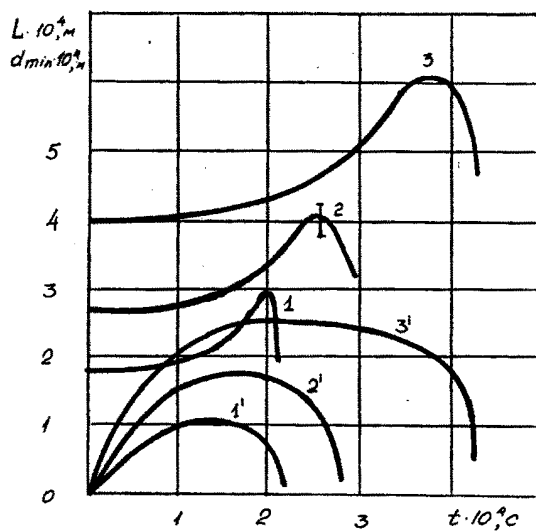


Рис.6. Кинетика развития струи растяжения: 1,2,3– зависимости длины струи $L(t)$, 1',2',3'– зависимости $d(t)$, $R=88$ мкм; 130 мкм; 200 мкм соответственно, $\alpha=35^\circ$, $v_1=1,2 \div 1,4$ м/с

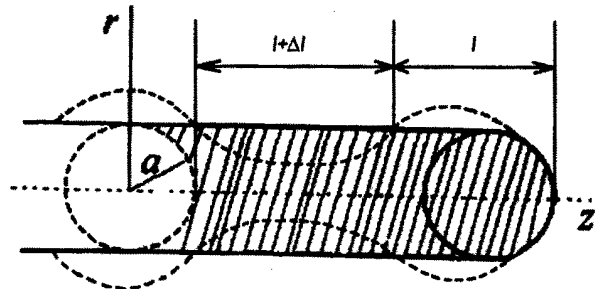


Рис.7. Схема процесса образования капель

Схематическое изображение этого процесса представлено на рис.7. Объем жидкости, который идет на образование капли, на рисунке заштрихован. Считая такой процесс регулярным, применим к этому контрольному объему уравнения баланса массы и энергии. Жидкость предполагается несжимаемой и невязкой, так что для небольших скоростей течения, близкого к горизонтальному, главное внимание можно сосредоточить на действии сил поверхностного натяжения. На линейной стадии развития волнообразных осесимметричных отклонений поверхности струи от первоначальной цилиндрической в среднем формы следует ожидать появления разницы Δl в длине участков ее пережатий и разбуханий (l). С точностью до капель-спутников К, образующихся при разрыве перемычки, общая исходная масса, соответствующая последнему циклу развития струи, пойдет на формирование основной отрывающейся капли диаметра $2R$, изображенной на рис.8.

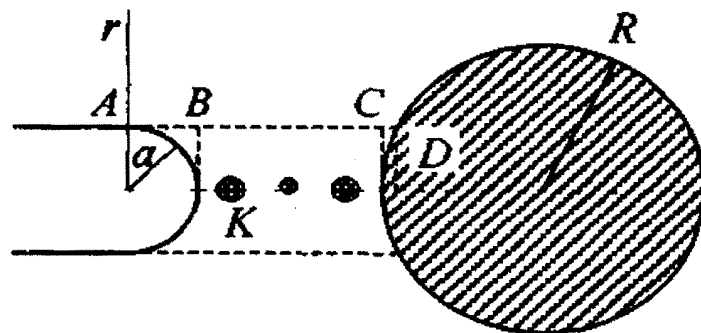


Рис.8. Расчетная модель

После этого под влиянием поверхностного натяжения оставшийся конец струи примет первоначальную полусферическую форму. В результате баланс массы запишется в виде:

$$(2l + \Delta l)\pi a^2 = (4/3)\pi R^3. \quad (1)$$

Энергия, приобретенная за счет суммарной работы сил поверхностного натяжения по пережатию струи на всем участке ABCD, будет затрачиваться на работу образования основной капли, т.е. ее разбухание от исходного диаметра $2a$ до окончательного $-2R$ за счет притока вытесненной жидкости. Локальное напряжение поверхностного натяжения $\sigma_r = \sigma/r$ на цилиндре радиуса r порождает для промежутка BC полного схлопывания (разрыва) перемычки силу, постоянную в течение всего промежутка стягивания, так что величина соответствующей работы выразится $W_1 = 2\pi\sigma a(l + \Delta l)$. На участке AB окончания рассматриваемого цикла величина работы вытеснения жидкости выразится интегралом

$$W_2 = 2\pi\sigma \int_0^a (a - \sqrt{a^2 - x^2}) dx = 2\pi\sigma \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) a^2.$$

На участке CD вытеснение жидкости будет происходить вплоть до поверхности формирующейся капли, так что величина соответствующей работы представится аналогично

$$W_3 = 2\pi\sigma \int_{-R}^{-\sqrt{R^2 - a^2}} (a - \sqrt{R^2 - x^2}) dx = \\ = 2\pi\sigma \left\{ a \left(R - \sqrt{R^2 - a^2} \right) + \frac{1}{2} \left[a\sqrt{R^2 - a^2} - R^2 \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{1 - (a/R)^2} \right) \right] \right\},$$

если отсчет координаты x производить от центра капли.

Локальное поверхностное напряжение на сфере $2\sigma_r$ приводит к следующей величине работы разрастания капли:

$$W_4 = \int_a^R 2\sigma_r \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi\sigma (R^2 - a^2)$$

В результате обсуждаемый баланс энергии с точностью до осевой деформации капли запишется в виде: $W_1 + W_2 + W_3 = W_4$.

Исключая из последнего $b=l/R$ с помощью (1), получим уравнение для определения η :

$$f(\eta, \varepsilon) = 0; \quad q = 1 + (1 + 1/\varepsilon)^{-1}; \quad \eta = a/R; \quad \varepsilon = \Delta l/2l; \\ f(\eta, \varepsilon) = \left(3 - \frac{\pi}{4}\right)\eta^3 + \eta^2 + \frac{\eta}{2} \left(\arcsin \sqrt{1 - \eta^2} - \eta\sqrt{1 - \eta^2} - 4 - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{2}{3}q. \quad (2)$$

Так как экспериментальные наблюдения [8] свидетельствуют об относительной вытянутости ($\Delta l > 0$) участка пережатию струи, для параметра ε допустимы исключительно положительные значения $\varepsilon > 0$ ($q > 1$). Таким образом $\varepsilon = 0$ ограничивает снизу возможное расположение кривой $\xi = f(\eta, \varepsilon)$ на плоскости (η, ξ) . В последнем случае она принимает минимальное ($f_\eta = 0, f_{\eta\eta} > 0$) значение $\xi_m = f(\eta_*, 0) \cong -0,05$ при $\eta = \eta_* \cong 0,53$, так что условие $\xi > \xi_m$ остается справедливым для любого $\varepsilon > 0$.

Вследствие численной малости ξ_m сравнительно со значениями $\xi > 2/3$ на концах пригодного интервала $0 < \eta < 1$ изменения η , уравнение (2) имеет два близких корня, которые сливаются в $\eta = \eta_*$, когда минимум кривой $\xi = f(\eta, \varepsilon)$. В предельном случае $\varepsilon = \varepsilon_*$ попадает непосредственно на ось $\xi = 0$ и одновременное выполнение $f = f_\eta = 0$ определяет: $\eta = \eta_* \cong 0,53$, $\varepsilon_* \cong 0,081$ ($q = q_* \cong 1,075$).

Если учесть эффект образования капель-спутников при разрыве перемычки, то к правой части уравнения баланса массы (1) следует добавить величину их объема. Последнее влечет за собой некоторое возрастание значения q (ε) и соответственно общий подъем кривых $\xi = f(\eta, \varepsilon)$ над нижней границей $\xi_m < 0$. Поэтому преимуществом реализации будет обладать узкая окрестность параметра $\varepsilon \leq \varepsilon_*$ вблизи его предельного значения $\varepsilon = \varepsilon_*$ ($q = q_*$), которое может быть использовано в качестве оценки величины среднего размера образующихся капель.

Заключение

Полученное в результате этого значение диаметра капель $2R = 2a/\eta_* \cong 1,89 \times 2a$ хорошо согласуется с известными результатами экспериментальных наблюдений [8].

И в то же время полученный теоретически результат хорошо согласуется с экспериментом по растягиванию в струю капли при частичном слиянии. Независимо от радиуса первичной капли R (рис.6) в соответствии с теоретическим расчетом отношение $\eta = a/R = 0,53 \pm 0,02$, для радиуса струи растяжения, измеренного в момент наибольшей длины струи L .

1. Колпаков А.В. Слияние и дробление капель в атмосфере.– Одесса: изд-во КП ОГТ, 2003.– 164 с.
2. Колпаков А.В. Эффективность слияния при соударении капель несравнимых размеров // Метеорология и гидрология.– 1984. – №12.– С. 57–61.
3. Жбанкова С.Л., Колпаков А.В. Экспериментальное исследование соударения капель различных размеров // Коллоидный ж-л.– 1999.– Т.61, №3.– С. 421–424.
4. Колпаков А.В., Салов В.А., Дмитриева Е.М. Методика и установка для исследования зарядки капель при соударении // Физика аэродисперсных систем, Киев; Одесса.– 1989.– Вып.32. – С. 6–9.
5. Жбанкова С.Л. Кольцевые капиллярные волны // ж-л прикладной и технической ф-ки. – 1992.– №1.– С. 57–62
6. Aslanov S. The theory of drops formation along disintegration of thin liquid jet // J. Aerosol Sci.– 1999.– Vol.30, suppl. 1.– P. S333–S334.
7. Асланов С.К. К теории распада жидкой струи на капли // ж-л. технической физики РАН.– 1999.– Т. 69, Вып. 11.– С.132–133.
8. Прандтль Л. Гидроаэромеханика.– М.: Изд-во иностранная лит-ра, 1949.– 520 с.

Получено 19.05.2003 г.