

Экспериментальное исследование истечения заряженных капель и струй

А. И. Жакин, П. А. Белов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Юго-Западный государственный университет", ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 305040, Российская Федерация, e-mail: zhakin@mail.ru

Приводятся экспериментальные данные по формам и электрическим характеристикам струй воды, этилового спирта, глицерина и касторового масла в зависимости от прикладываемого внешнего высоковольтного напряжения. Показано, что динамика истечения заряженных струй определяется проводимостью жидкости, ее вязкостью и поверхностным натяжением, а также распределением поля и объемного заряда в воздухе. Результаты исследований изложены в виде карты режимов истечения.

Ключевые слова: электрическое поле, электрический ток, электрод, жидкость, струя, капля, заряд, поверхностное натяжение, вязкость.

УДК 537.58

ВВЕДЕНИЕ

При обращении тангенциальной составляющей поля на поверхности жидкости в ноль возможно ее равновесное состояние, которое достигается при плоской, цилиндрической и сферической геометриях, то есть в случае жидких слоев, цилиндрических струй и капель (пузырей). Описание поведения свободных поверхностей при различных геометриях, проводимостей и вязкостей жидкостей как в постоянных, так и в переменных полях дано в различных обзорах (например, [1–3]) и монографиях (например, [4–6]). Результаты исследований показывают, что поведение поверхности существенно определяется проводимостями контактирующих сред. Поэтому целесообразно выделять различные классы ЭГД задач. Общепринята следующая схема. Вводят время релаксации объемного заряда $\tau_e = \epsilon\epsilon_0/\sigma_*$, где σ_* – характерное значение проводимости, включая поверхностную. В то же время в динамических задачах всегда есть характерные времена τ_0 , определяемые периодами собственных колебаний. Если $\tau_e \ll \tau_0$, то поверхность можно считать эквипотенциальной, при $\tau_e \geq \tau_0$ необходимо учитывать поверхностную проводимость. Характерные значения τ_e типичных жидкостей, контактирующих с воздухом, и τ_0 , определяемых гравитационными $\tau_g = \sqrt{\lambda/(2\pi g)}$ и капиллярными $\tau_c = \lambda\sqrt{\lambda\rho/(2\pi\alpha)}$ волнами при комнатных температурах, представлены в таблице (λ – длина волны). Периоды колебаний гравитационных возмущений оцениваются как $\tau_g = 4 \cdot 10^{-3}$ с ($\lambda = 1$ мм) и $\tau_g = 1,3 \cdot 10^{-2}$ с ($\lambda = 1$ см).

Из таблицы видно, что можно выделить два класса задач. В первом классе задач заряд релак-

сирует очень быстро, то есть $\tau_e \ll \tau_0$, поэтому в данном случае выполняется приближение идеального проводника. Условие $\tau_e \ll \tau_0$ выполняется, например, для жидкостей, имеющих проводимости воды ($\sigma \geq 10^{-7}$ См/м) и выше. Причем заряды распределяются только по поверхности, следовательно, эти задачи естественно назвать приближением заряженной поверхности. Процессы с быстрой релаксацией зарядов достаточно широко распространены в природе и нашли применение в современных технологиях, поэтому рассмотрим основные закономерности поведения заряженных поверхностей. Для любой заряженной поверхности, находящейся в равновесии, существует критическая напряженность E_* , такая, что при $E < E_*$ поле стабилизирует ее. Это означает, что электрическое поле подавляет все малые возмущения. При превышении поля $E > E_*$ имеет место неустойчивость поверхности с дальнейшей, довольно сложной нелинейной эволюцией, приводящей либо к образованию нетривиальных поверхностных форм, либо к диспергированию жидкости.

Ко второму классу относятся задачи с конечным временем релаксации зарядов $\tau_e \geq \tau_0$, когда необходимо учитывать не только объемную, но и поверхностную проводимость. В качестве примера назовем задачи о диспергировании жидких углеводородов, получение тонких полимерных нитей или капилляров и т.д.

Подводя итог, отметим, что для объяснения поведения свободной поверхности в электрическом поле необходимо применять более точные физико-химические модели, в частности учитывать динамику поверхностных зарядов и наличие токов, текущих вдоль струй или сквозь капли или мениски.

Характеристики типичных диэлектрических жидкостей

Жидкость	ϵ	σ , См/м	ρ , г/см ³	α , дн/см	τ_e , сек	τ_c , сек	
						$\lambda \leq 0,1$ мм	$\lambda = 1$ мм
Водопроводная вода	81	10^{-5}	1	72	$7 \cdot 10^{-5}$	$\leq 4,7 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
Глицерин	56	10^{-5}	1,26	59,4	$5 \cdot 10^{-5}$	$\leq 6 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
Спирт этиловый	28	10^{-6}	0,79	28,5	$2 \cdot 10^{-4}$	$\leq 6,6 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
Нитробензол	31	10^{-6}	1,2	43,9	$3 \cdot 10^{-4}$	$\leq 2 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
Нефть	2,2	10^{-10}	0,8	26	0,19	$\leq 7 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
Бензин	2,2	10^{-10}	0,7	28	0,19	$\leq 6,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Отметим также, что эта точка зрения не нова. Ее высказывали, например, авторы [7], исследовавшие электростатическое диспергирование жидкостей с помощью ПАВ, увеличивающих поверхностную проводимость. Такой же точки зрения придерживались в [8], где исследовали вращение цилиндрических тел в слабопроводящих средах (в том числе и в воздухе) во внешнем однородном электрическом поле, перпендикулярном оси симметрии.

Хотя изучению заряженных струй посвящено большое число работ, в экспериментальном плане закономерности истечения изучены слабо.

Для примера укажем работы по распылению [9–14], устойчивости [6, 15–22], стабилизации и управлению [23–30] заряженных струй. Следует отметить, что экспериментальные работы, как правило, тесно связаны с техническими приложениями, в которых главное внимание уделяется диспергированию струй на однородные капли малого размера [31–33], что важно, например, для электрокапеструйных технологий [34–36] либо получения тонких нитей или капилляров [37, 38].

В данной работе излагаются экспериментальные результаты по воздействию электрического поля на тонкие цилиндрические струи диаметром 1 мм, вытекающие вертикально из медного капилляра, при плавном изменении напряжения от нуля до величины, при которой струя распадается на капли. Рабочие жидкости выбирались таким образом, чтобы охватить широкий диапазон проводимостей – от случая быстрой релаксации заряда $\tau_e \ll \tau_0$ (водопроводная вода, глицерин, этиловый спирт) до медленной релаксации $\tau_e \geq \tau_0$ (касторовое масло). В силу важности предельного случая $\tau_e \ll \tau_0$ жидкости выбирались таким образом, чтобы при одинаковой проводимости можно было бы проследить влияние вязкости (например, пара вода – глицерин) или поверхностного натяжения α (при одинаковых проводимостях и вязкостях, но различных α , например, пара вода – этиловый спирт). Все эксперименты проводились при отрицательной полярности

струи. Выводы нашего анализа не только дополняют результаты предыдущих исследований [7, 9, 13–40], но и во многом изменяют сложившиеся представления (например, [7]), которые мы укажем по ходу изложения результатов исследования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование данных режимов под действием электрического поля производилось на установке, представленной на рис. 1. В качестве катода выступали тонкостенные капилляры 2 с внутренними диаметрами $d = 1$ мм и 2 мм, а анодом служило медное кольцо 1 диаметром $D = 13,5$ мм, изготовленное из проволоки диаметром 2,3 мм. Расстояние между верхним краем капилляра и кольцом H поддерживалось равным 23–30 мм. Истечение струи из капилляра осуществлялось под действием гидростатического давления за счет разности высот колбы 11 и кончика капилляра. Электрическое поле между капилляром и кольцом создавалось высоковольтным источником 5, а разрядный ток контролировался цифровым микроамперметром 6. Для защиты от пробоя микроамперметр подключался к ограничителю сопротивления 7 и искровому разряднику 8. Видеоизображение струй производилось высокоскоростной цифровой камерой 10 (скорость съемки – до 1000 кадров в секунду) с использованием осветителя 4 и увеличительной оптической системы 9.

Определение скорости истечения осуществлялось с использованием покадровой разверстки. Именно в скоростном режиме 480 кадров/с каждый кадр снимается за $\Delta t = 1/480$ с. Определяя смещение поверхности струи Δz в двух последовательных кадрах, находим скорость истечения $V = \Delta z / \Delta t$. В то же время в силу небольшой длины капилляра (1 см) скорость истечения можно вычислить по формуле Торричелли $v = \sqrt{2gH}$. Например, для $H = 10$ см находим $V = 1,4$ м/с, что согласуется с экспериментальными результатами измерения скоростей в режиме струйного истечения.

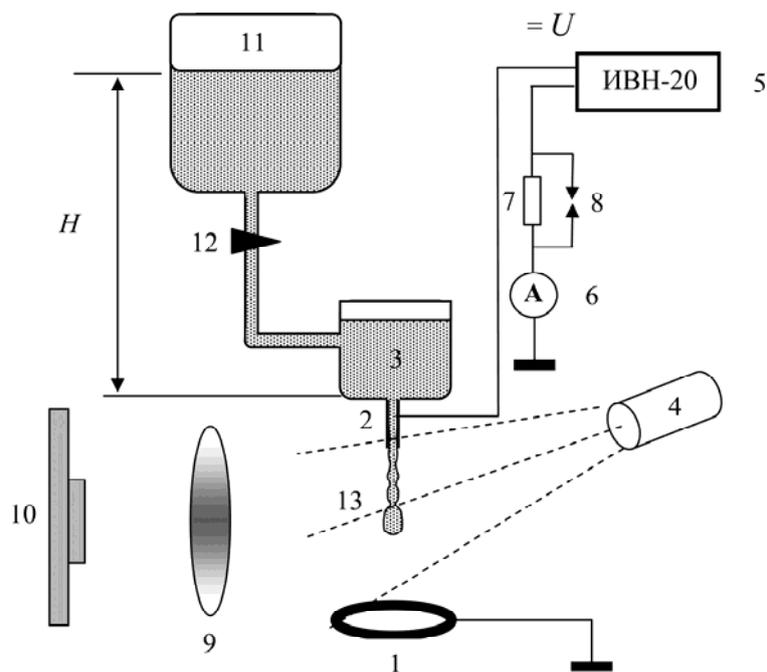


Рис. 1. Установка по исследованию истечения заряженных струй: 1 – проволочное кольцо; 2 – капилляр; 3 – кювета с исследуемой жидкостью; 4 – осветитель рабочей зоны; 5 – высоковольтный источник питания; 6 – микроамперметр; 7 – ограничительное сопротивление; 8 – искровой разрядник; 9 – увеличительная оптическая система; 10 – видеокамера; 11 – накопительная колба; 12 – регулирующий расход зажим; 13 – заряженная струя.

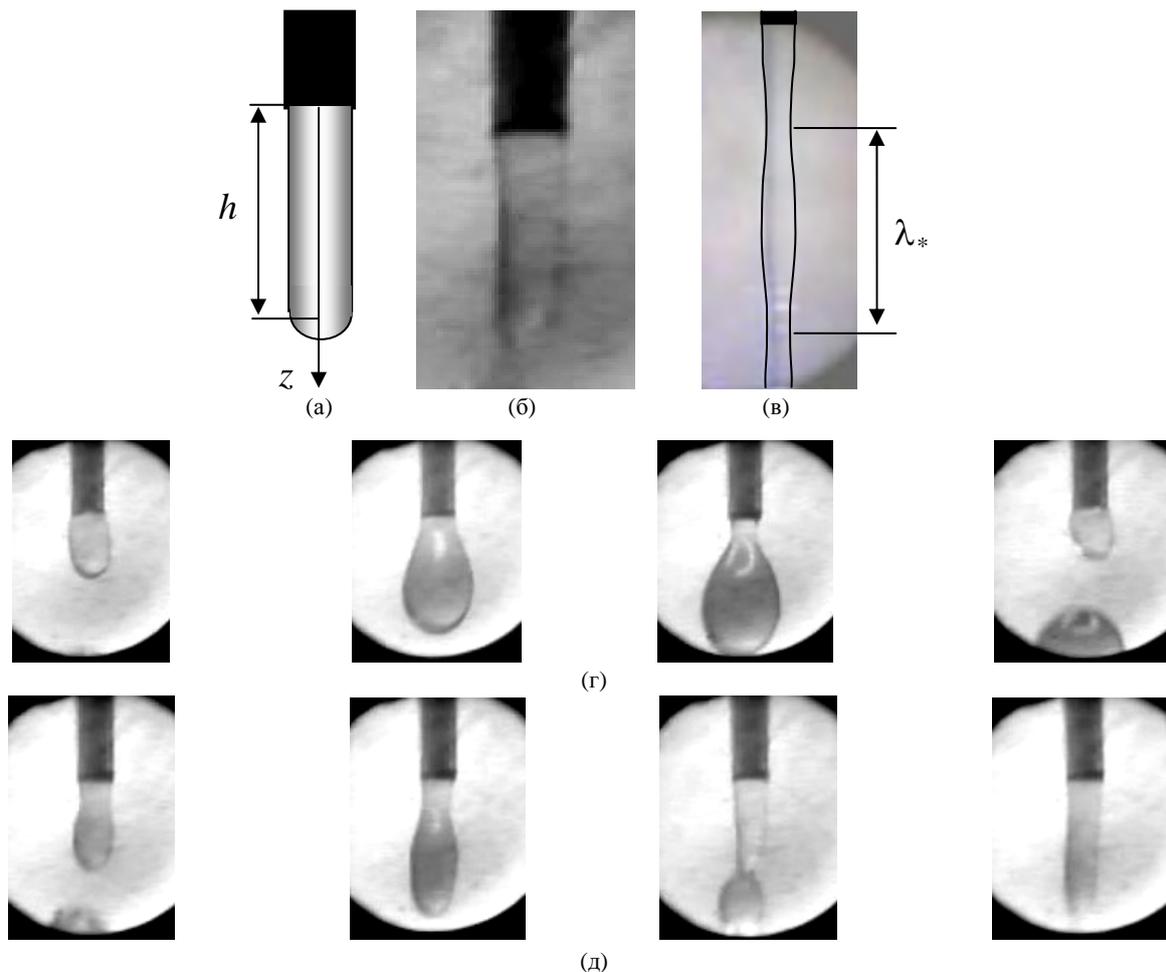


Рис. 2. Режимы истечения незаряженных струй: (а) – модель, основанная на экспериментальном истечении (б); (в) – струйные истечения с релеевской неустойчивостью; (г) – капельное истечение ($V \sim 1,5$ см/с), временной интервал между кадрами $\Delta t = 10^{-2}$ с; (д) – переход капельного истечения в струйное ($V = 3$ см/с), временной интервал между кадрами $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ с.

РАСЧЕТ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Эксперименты показали, что воздействие поля существенно зависит от скорости истечения. При отсутствии поля можно выделить три режима истечения: в виде последовательности капель (капельное истечение, скорость истечения $V \leq (3-4) \text{ см/с}$), переходной режим $(3-4) \text{ см/с} \leq V \leq (10-15) \text{ см/с}$ и в виде цилиндрических струек (струйное истечение, $V \geq 15 \text{ см/с}$). Для выявления условий, при которых реализуются эти режимы, рассмотрим следующую упрощенную модель (рис. 2а), основанную на экспериментальных данных (рис. 2б). Будем считать, что струя вытекает с постоянной скоростью V , имеет цилиндрическую форму радиуса R , заканчивающуюся сферическим мениском такого же радиуса R , и длину h . Тогда уравнение движения материального цилиндрического объема как целого запишется в виде

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho V dV = - \int_{S(t)} p n dS + \int_{V(t)} \rho g dV, \quad (1)$$

где $V(t)$, $S(t)$ – материальный объем и ограничивающая его поверхность; \mathbf{n} – внешняя нормаль к $S(t)$.

Используя формулу Лапласа для скачка давления на полусфере $p = p_0 + 2\alpha/R$ (p_0 – атмосферное давление), в рамках сделанных предположений из (1) получаем $\rho gh = 2\alpha/R$. Это соотношение показывает, что при постоянной скорости течения и цилиндрической форме струи капиллярные силы могут удерживать материальный объем только конечной длины независимо от скорости течения. Например, для воды при $R = 1 \text{ мм}$ имеем $h = 14 \text{ мм}$, что по порядку согласуется с экспериментальными наблюдениями. Длина цилиндрической струи может увеличиваться при достаточно большой скорости истечения, однако в этом случае развивается ускоренное движение жидкости. Это в свою очередь создает возмущения, приводящие к релеевской неустойчивости, которая проявляется в виде осесимметричных волн с отношением длины волны вдоль струи λ_* к диаметру $\lambda_*/D = 4,5$ (рис. 2в).

При медленных скоростях истечения цилиндрическая форма истечения не успевает развиваться из-за доминирования капиллярных сил и развития неустойчивости в виде капельного истечения (рис. 2г). С ростом скорости истечения режим капельного истечения переходит в струйный (рис. 2д).

ВОДНЫЕ СТРУИ

Вода и водные растворы относятся к жидкостям с быстрой релаксацией зарядов и сравни-

тельно большим коэффициентом поверхностного натяжения (см. таблицу). Эксперименты выявили следующие закономерности.

РЕЖИМ КАПЕЛЬНОГО ИСТЕЧЕНИЯ

В этом случае, начиная с $U \sim 6 \text{ кВ}$, капли сливаются так, что при $U \sim 10-15 \text{ кВ}$ формируется струйное течение, которое имеет волновой характер, причем форма струи постоянно меняется (рис. 3). Таким образом, в диапазоне $U \sim 6-15 \text{ кВ}$ электрическое поле стабилизирует истечение. При больших напряжениях $U \geq 17 \text{ кВ}$ происходит дестабилизация течения, которое проявляется в том, что каплеобразование вновь начинается вблизи кончика капилляра. Причем скорость падения капель уменьшается, в результате чего они укрупняются, а за счет кулоновской силы отталкивания начинают разлетаться в разные стороны (рис. 3).

ПЕРЕХОДНОЙ РЕЖИМ

В режиме перехода от капельного течения к струйному появляются новые закономерности влияния поля. Так как скорость истечения в этом случае больше, чем при капельном, то на начальном участке не происходит разрыва струи, а течение имеет волновой характер с амплитудой значительно меньшей, чем при капельном режиме (рис. 4а). При этом длина волны вдоль направления истечения уменьшается с ростом поля, поэтому размеры капель, на которые распадается струя, уменьшаются, а каплеобразование сдвигается выше по течению с ростом поля (рис. 4б). Новым эффектом является винтовой характер истечения при достаточно высоких напряжениях (рис. 4в).

РЕЖИМ СТРУЙНОГО ИСТЕЧЕНИЯ

В этом случае скорости истечения столь велики, что струи имеют цилиндрическую форму при весьма малой амплитуде волнистости (рис. 5). Каплеобразование происходит на конце струи, причем заряженные капли из-за кулоновской силы отталкивания начинают разлетаться в разные стороны (рис. 5а,б). Эти данные позволяют оценить величину заряда капель следующим образом. Как следует из рис. 5, массы капель m приблизительно одинаковы. Так как формы капель близки к сферическим, то в момент образования капли ее заряд будет выражаться как $q_0 = 4\pi R^2 q_s$, где $q_s = \epsilon_0 E$ – поверхностная плотность заряда, $E = U/R_0$ – напряженность поля на поверхности капли (U – потенциал; R_0 – радиус капли). По мере движения капель их заряд q уменьшается за счет адсорбции ионов противо-

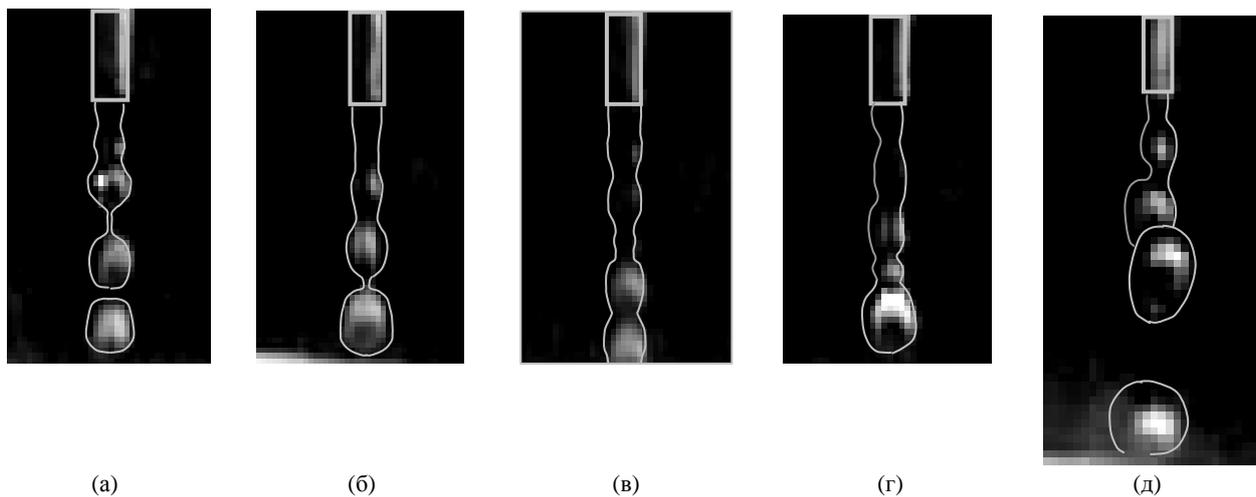


Рис. 3. Влияние поля U (в кВ) на капельный режим истечения:
(а) – 0; (б) – 6; (в) – 10; (г) – 15; (д) – 17.

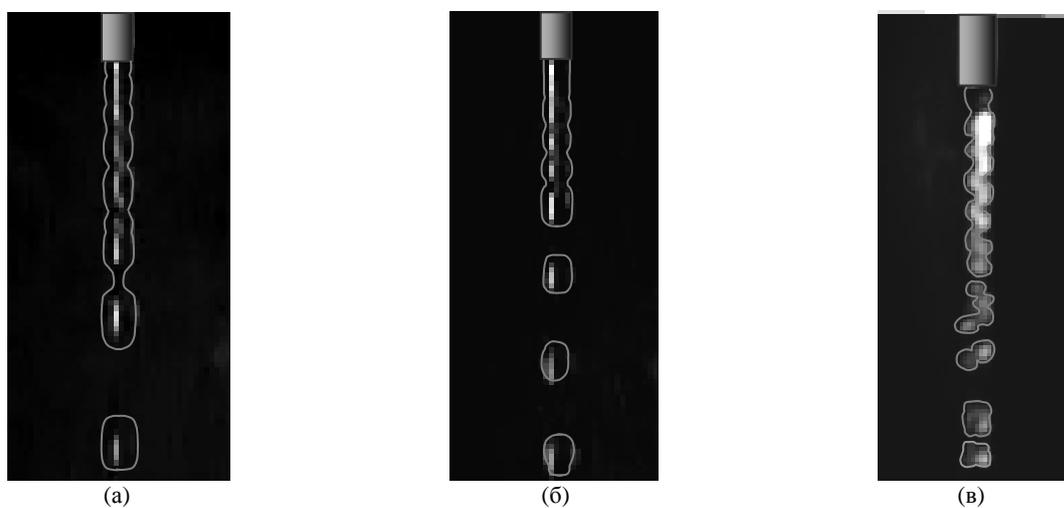


Рис. 4. Влияние поля U (в кВ) при переходном режиме истечения:
(а) – 6; (б) – 10; (в) – 12.

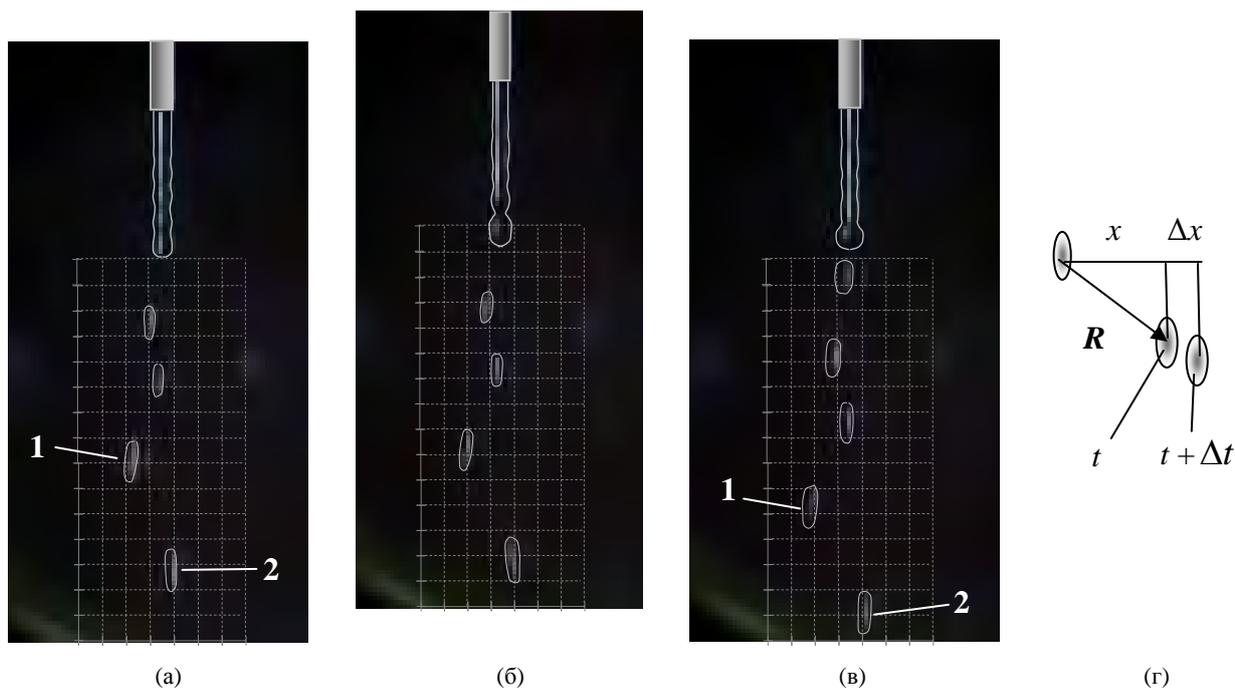
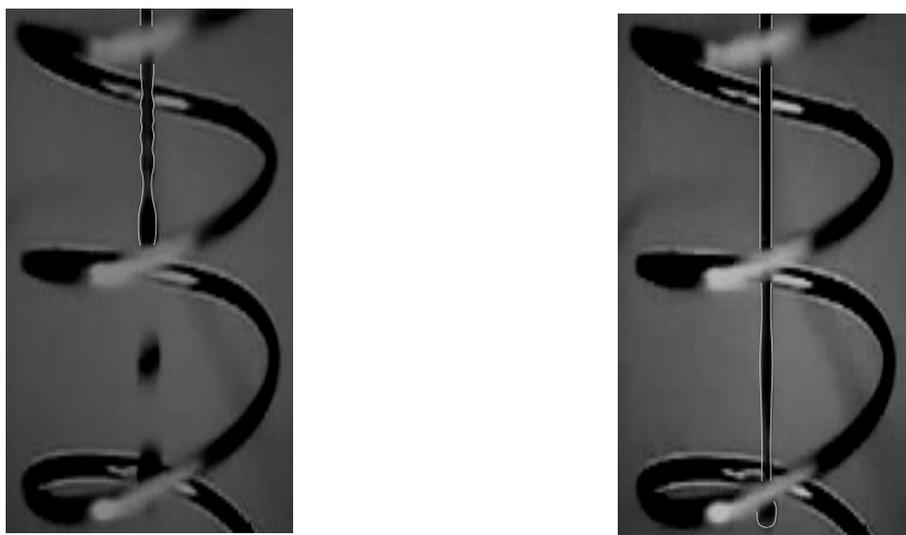


Рис. 5. Влияние поля при струйном режиме истечения: (а), (б), (в) – последовательные кадры с интервалом $\Delta t = 1/480$ сек при $U = 10$ кВ; вытянутые изображения капель объясняются их движением со скоростью ~ 5 см/с, что приводит к формированию треков; (г) – к расчету заряда капель.



(а) (б)
Рис. 6. Стабилизация струи при U , кВ: (а) – 0; (б) – 6, $J = 1,5$ мкА.

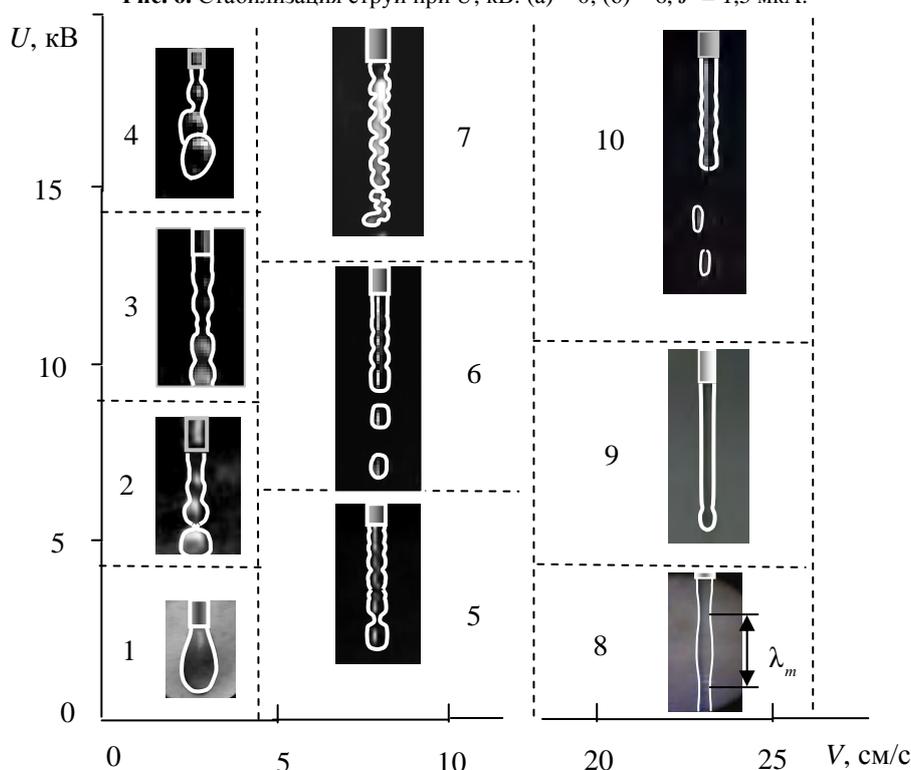


Рис. 7. Карта режимов истечения заряженных струй.

Режим капельного истечения (1–4): 1 – капельное истечение; 2 – переход к волнообразному струйному истечению;

3 – начало дестабилизации; 4 – дестабилизация с укрупнением капель.

Переходной режим истечения (5–7): 5 – стабилизация волнового течения; 6 – дестабилизация; 7 – изгибная неустойчивость.

Струйное истечение (8–10): 8 – релеевская неустойчивость; 9 – стабилизация; 10 – дестабилизация полем.

положительного знака. Движения близких заряженных капель 1,2, имеющих одинаковый заряд q (рис. 5), описываются уравнением

$$m d\mathbf{V} / dt = q\mathbf{E} + q^2 \mathbf{R} / (4\pi\epsilon_0 R^3), \quad (2)$$

где \mathbf{V} – скорость капли; \mathbf{E} – внешнее поле; \mathbf{R} – вектор, соединяющий капли 1,2, $R = |\mathbf{R}|$. Это уравнение позволяет оценить заряд q следующим образом. Проектируя (2) на направление x , ортогональное оси струи, с учетом того, что в поле \mathbf{E}

преобладает компонента, направленная вдоль струи, получим $m dV_x / dt = q^2 x / (4\pi\epsilon_0 R^3)$ (4), где $V_x = dx / dt$, x – расстояние между каплями в ортогональном к оси струи направлении (рис. 5г). Отсюда для относительных смещений Δx на малых промежутках времени Δt получим

$$\Delta x = \left[q^2 x U / (4\pi\epsilon_0 R^3 m) \right] \Delta t^2 / 2, \quad (3)$$

где R , x – соответствующие расстояния в начальный момент времени (рис. 5г).

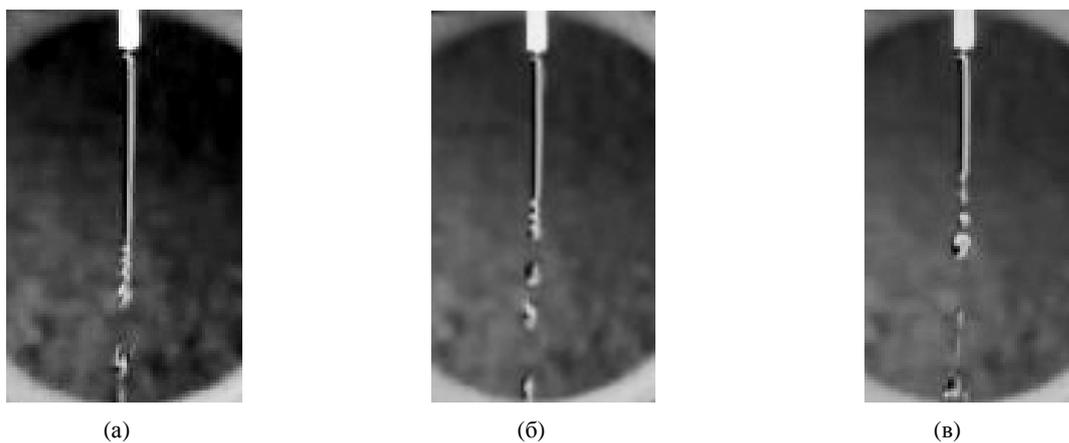


Рис. 8. Истечение заряженных спиртовых струй при U , кВ: (а) – 5; (б) – 7; (в) – 9.

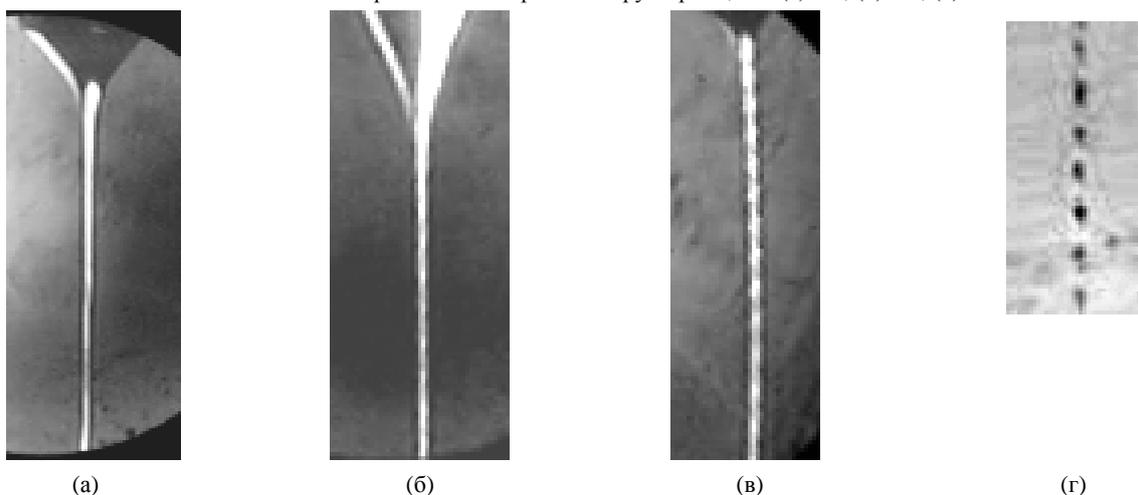


Рис. 9. Истечение струй глицерина: (а) – стабилизация струи на начальном участке, $U = 5$ кВ; (б) – начало развития дестабилизации, $U = 7$ кВ; (в) – $U = 9$ кВ; (г) – распад струи на капли, $U = 12$ кВ.

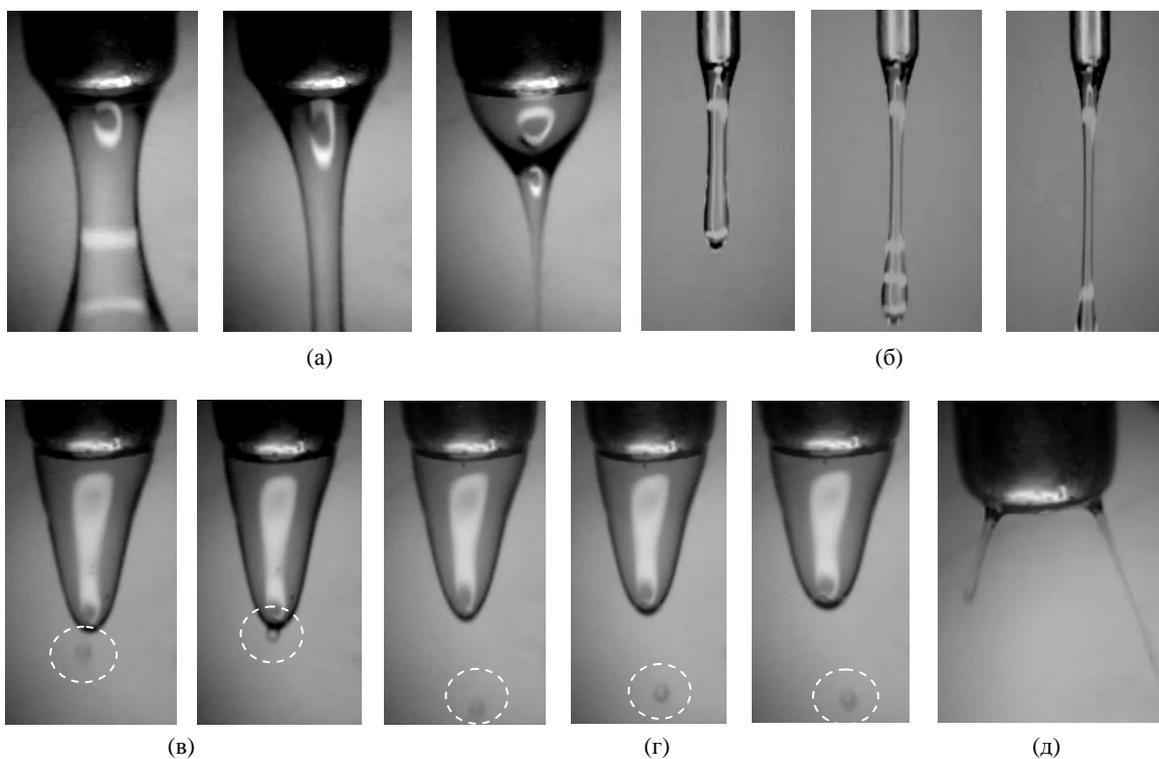


Рис. 10. Влияние поля на различные режимы истечения касторового масла: (а) – без поля ($U = 0$); (б) – $U = 6$ кВ; (в) – возвращение капли сателлита после перезарядки; (г) – двойная перезарядка капли; (д) – полиструйное истечение в сильном поле $U = 10$ кВ.

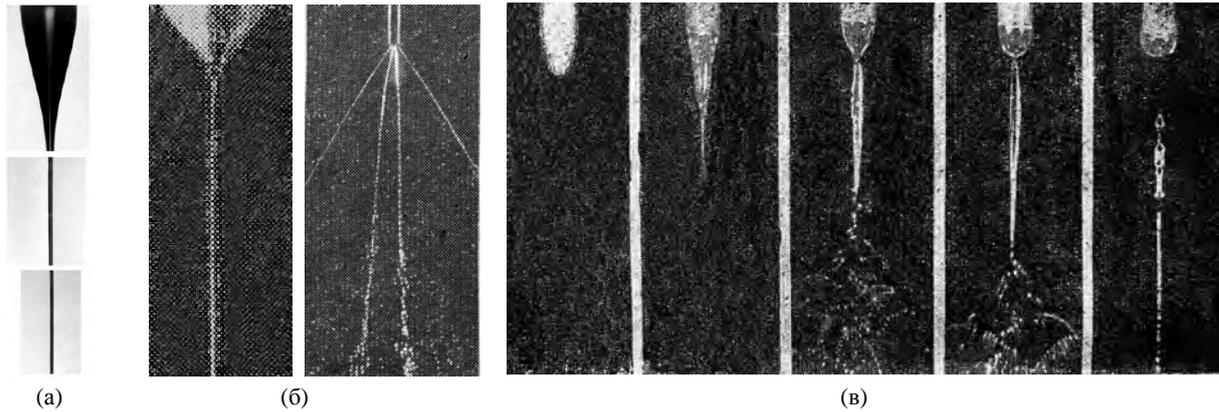


Рис. 11. (а) – фотографии участков истечения струи дибутилфталата вдоль силы тяжести из капилляра диаметром 1 мм, второй и третий кадры сделаны на расстоянии 2 и 4 см от кромки капилляра соответственно, средняя напряженность поля между капилляром и противоэлектродом – 56 кВ/см [37]; (б) – струи дибутилфталата при 12 кВ (слева) и 15 кВ [7]; (в) – последовательные кадры истечения изопропилового спирта при 16 кВ [7].

Полагая $U = 10$ кВ, $R_0 = 0,5$ мм, для заряда капли в момент отрыва получаем $q_0 = 4\pi\epsilon_0 R_0 U = 5 \cdot 10^{-10}$ Кл. Из рис. 5 имеем: $x = 1$ мм, $\Delta x \approx 0,5$ мм, $\Delta t \approx 1/240$ с, $R = 4$ мм – и с учетом $m = \rho(4\pi/3)R_0^3$ (ρ – плотность воды) получаем $q = 4,5 \cdot 10^{-10}$ Кл. Таким образом, заряды q_0 и q с точностью $\sim 10\%$ совпадают, поэтому их разлет на начальном участке обусловлен взаимным отталкиванием. Отметим, что специальным выбором электродов можно эффективно стабилизировать струйное течение жидкости (рис. 6).

Результаты экспериментального исследования струйного истечения воды удобно представить в виде карты режимов, на которой показаны область скоростей истечения в капилляре и значения напряженностей полей (рис. 7).

СТРУИ ЭТИЛОВОГО СПИРТА

В экспериментах использовался 96% раствор медицинского спирта, который, как и водные растворы, относится к жидкостям с быстрой релаксацией зарядов (см. таблицу). Отличие заключается в том, что у спирта коэффициент поверхностного натяжения значительно меньше, чем у воды (примерно в 2,5 раза). Поэтому эти эксперименты позволяют проследить влияние поверхностного натяжения на истечение заряженных струй с быстрой релаксацией зарядов.

Результаты наблюдений представлены на рис. 8. Из рисунка видно, что дестабилизация происходит по отношению к коротковолновым возмущениям вблизи конца струи, тогда как в случае истечения воды – по всей длине струи (рис. 5). Вторая характерная особенность – укрупнение капель за счет их слияния. Этот же эффект наблюдается и в водных струях при капельном истечении (рис. 3).

ГЛИЦЕРИНОВЫЕ СТРУИ

Роль вязкости жидкости на развитие неустойчивости заряженных струй показана на рис. 9 на примере истечения глицерина. Из рисунка видно, что повышение вязкости в докритической области поля может эффективно стабилизировать струю (рис. 9а), а в закритической области развивается неустойчивость по отношению к коротковолновым осесимметричным возмущениям (рис. 9б–г).

СТРУИ КАСТОРОВОГО МАСЛА

Касторовое масло является жидкостью с малым временем релаксации заряда. На рис. 10 представлены результаты экспериментов по истечению заряженных струй. В силу большой вязкости и сравнительно малого поверхностного натяжения в отсутствие поля струя начинает распадаться на капли вблизи кончика капилляра (рис. 10а). Включение поля стабилизирует поверхность струи так, что истечение происходит в виде довольно длинной цилиндрической струйки (рис. 10б). Неустойчивость развивается на кончике струи, при этом образуются мелкие капли сателлиты, которые могут перезарядиться двумя способами. В первом происходит однократная перезарядка так, что капля возвращается обратно на заряженную жидкость (рис. 10в), во втором имеет место двукратная перезарядка капли, в результате она вначале приближается к жидкости, а затем начинает двигаться от нее (рис. 10г). Эти данные показывают, что вблизи струи имеется биполярное распределение заряда. Наконец, в достаточно сильных полях возможно истечение нескольких струй (рис. 10д).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

В экспериментальном плане наблюдаются фрагментарные исследования истечения заря-

женных струй, обусловленные конкретными частными задачами. Например, имеются многочисленные данные по истечению струй, которые в основном связаны с приложениями: полным диспергированием жидкости [7, 9–12] или диспергирование на капли одинакового размера [13–15], наконец, изучения условий стабилизации струи электрическим полем [31, 32, 38]. В теоретических исследованиях используют модели идеальной [13–15, 17, 18, 23–22], вязкой [20–22, 28] жидкостей в линейных [16, 17, 19–22, 24–26], нелинейных [27–31] либо численных [13–15, 23, 33, 35, 37] постановках. Следует отметить, что все вышеперечисленные теоретические исследования основываются либо на модели с мгновенной релаксацией заряда, то есть эквипотенциальности поверхности струи, либо используется упрощенная форма уравнения баланса заряда (см., например, [1, 2]), которая не адекватно описывает взаимодействие поверхности с электрическим полем. Наконец, в инженерных расчетах часто используются статические модели, например [7]. Так как развитие возмущений и, как следствие, диспергирование связаны с неустойчивостью, то выводы, основанные на статике, весьма сомнительны.

В качестве примера экспериментальных работ приведем данные [7, 37] по формам струй некоторых жидкостей, представленные на рис. 11. Из рис. 11а,б видно, что дибутилфталат, обладающий большой вязкостью, как и глицерин, вытекает в виде тонкой струйки. На наш взгляд, этот эффект обуславливается тем, что вязкость демпфирует развитие коротковолновых возмущений. А так как в коротковолновой области электрическое поле подавляет возмущения, то это приводит к тому, что длина устойчивой части струи увеличивается. Из рис. 11в видно, что изопропиловый спирт, обладающий малым временем релаксации заряда и сравнительно малой вязкостью, на начальном участке истечения сохраняет цилиндрическую форму (как и этиловый спирт – см. рис. 8), а неустойчивость развивается только на конце струи в виде мелкомасштабных возмущений, приводящих к образованию мелких капель. К сожалению, авторы [7] не приводят электрические и физические характеристики жидкостей, что затрудняет детальное проведение дальнейшего сравнительного анализа.

В заключение работы отметим, что высказанные физические соображения требуют подтверждения соответствующими теоретическими расчетами, основанными на детальном учете баланса поверхностных зарядов на свободной поверхности, что обуславливает характер взаимодействия поверхности с электрическим полем. В частности, вводить многокомпонентную ионную

проводимость и исследовать движение и взаимодействие каждой ионной компоненты, учитывая ударные ионизационные процессы на границе жидкость–газ [40].

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Исследованы закономерности неустойчивости заряженных струй при быстрой (вода, этиловый спирт и глицерин) и медленной (касторовое масло) релаксации зарядов. Показано, что в докритической области $U < U_*$ электрическое поле стабилизирует струю, а в закритической $U > U_*$ – дестабилизирует.

2. Исследовано влияние вязкости и поверхностного натяжения на развитие возмущений при быстрой релаксации зарядов.

3. В закритической области критические длины волн осесимметричных возмущений уменьшаются с ростом поля.

4. Исследовано влияние электрического поля на формы распадающихся струй.

5. Показано, что вблизи тонких струй происходит ионизация воздуха, что приводит к сложному биполярному распределению зарядов вблизи кончика струи, где формируются заряженные капли. Причем вблизи поверхности образуется приповерхностный слой того же заряда, что и полярность электрода, а вне этого слоя – область зарядов противоположного знака.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК П913).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мелчер Дж., Тейлор Дж. Электрогидродинамика: обзор роли межфазных тангенциальных напряжений. *Механика. Периодический сборник иностранных статей*. М.: Мир, 5*129, 1971, с. 66–99.
2. Мелчер Дж. Электрогидродинамика. *Магнитная гидродинамика*. 1974, (2), 3–30.
3. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор). *Изв. РАН. Сер. Механика жидкости и газа*. 1994, (3), 3–22.
4. Zhakin A.I. *Electrohydrodynamics: Basic Concepts, Problems and Applications*, Kursk University Press, 1996, 133 p.
5. *Electrohydrodynamics. CISM courses and lectures N 380*. Udine, Italy, 1998. 363 p.
6. Саранин В.А. *Устойчивость, равновесие, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях*. Москва-Ижевск: НИЦ регуляризирующая и хаотическая динамика, 2009. 332 с.
7. Верещагин И.П. и др. *Основы электрогазодинамики дисперсных систем*. М.: Энергия, 1974. 480 с.
8. Остроумов Г.А. *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей*. М.: Наука, 1979.

9. Попов С.И., Петрянов И.В. К механизму электростатического распыления жидкостей. *ДАН СССР*. 1970, **195**(4), 893–895.
10. Кириченко В.Н. и др. Перенос заряда при электрогидродинамическом распылении жидкости, *ДАН СССР*. 1988, 301(3), 814–817.
11. Кириченко В.Н., Михайлова А.Д., Полезов В.Н. Удельный заряд жидкости в процессах ЭГД-распыления и формирования микроволокон. *ДАН СССР*. 1988, **295**(2), 308–311.
12. Baily A.G. Electrostatic Atomization of Liquids (review). *Sci. Prog. Oxford*. 1974, **61**, 555–581.
13. Higuera F.J. Liquid Flow Induced by Ion Evaporation in an Electrified Meniscus. *Phys. Rev.* 2004, **E69**, 266–301.
14. Higuera F.J. Flow Rate and Electric Current Emitted by a Taylor Cone. *J. Fluid Mech.* 2003, **484**, 303–327.
15. Higuera F.J. Current Flow-rate Characteristics of an Electrospray with a Small Meniscus. *J. Fluid Mech.* 2004, **513**, 239–246.
16. Петров Г.И., Калинин Т.Д. Применение метода малых колебаний к исследованию распада струй топлива в воздухе. *Тех. записки МАП*. 1947, **4**, 15–23.
17. Глonti Г. А. К теории устойчивости жидких струй в электрическом поле. *ЖЭТФ*. 1958, **34**(25), 1328–1330.
18. Bogy D.B. Wave Propagation and Instability in a Circular Semi-infinite Liquid Jet Harmonically Forced at the Nozzle. *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 1978, **45**(3), 469–474.
19. Schneider J., Lindbland C., Hendrick Jr. Stability of an Electrified Liquid Jet. *J. Appl. Phys.* 1967, **38**(6), 2599–2606.
20. Michael D., Neil M. Electrohydrodynamic Instability of a Cylindrical Viscous Jet. *Can. J. Phys.* 1969, **47**, 1215–1220.
21. Saville D. Electrohydrodynamic Stability: Effect of Charge Relaxation at the Inter Face of a Liquid Jet. *J. Fluid Mech.* V.48, №4, 1971, p. 815–827.
22. Saville D. Stability of Electrically Charged Viscous Cylinders. *Phys. of Fluids*. 1971, **14**(6), p. 1095–1099.
23. Canan-Calvo A.M. On the theory of Electrohydrodynamically Driven Capillary Jets. *J. Fluid Mechanics*. 1997, **335**, 165–188.
24. Taylor G.J. Electrically Driven Jets. *Proc. Roy. Soc.* 1969, **A313**, 453–475.
25. Huebner A., Chu H. Instability and Breakup of Charged Liquid Jets. *J. Fluid Mech.* 1971, **49**(2), 361–372.
26. Grossmann S., Muller A. Instabilities and Decay Rates of Charged Viscous Liquid Jets. *J. Phys. B: Condensed Matter*. 1984, **57**, 161–174.
27. Rutland D., Jamerson G. A Nonlinear Effect in the Capillary Instability of Liquid Jets. *J. Fluid Mech.* 1971, **46**(2), 267–271.
28. Новиков А.А. Нелинейные капиллярные волны на поверхности струи вязкой жидкости. *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1977, (2), 179–182.
29. Chaudhary K., Redekopp L. The Nonlinear Capillary Instability of a Liquid Jet. Pt. I. Theory. *J. Fluid Mech.* 1980, **96**, 257–274.
30. Chaudhary K., Махworthy Т. The Nonlinear Capillary Instability of a Liquid Jet. Experiments on Jet Behavior before Droplet Formation. *J. Fluid. Mech.* 1980, **96**, 275–286.
31. Кириченко В.Н., Петрянов-Соколов И.В., Супрун И.Н., Шутов А.А. Асимптотический радиус слабопроводящей жидкой струи в электрическом поле. *ДАН СССР*. 1986, **289**(4), 817–820.
32. Кириченко В.Н., Супрун И.Н., Петрянов-Соколов И.В. Области существования свободных стационарных жидких струй в сильном внешнем электрическом поле. *ДАН СССР*. 1987, **295**(2), 308–311.
33. Герценштейн Я., Мусабеков П.М., Рудницкий А.Я., Уразов Ш.Н. Неустойчивость и распад наэлектризованных капиллярных струй. *ДАН СССР*. 1989, **306**(5), 1073–1077.
34. Gamero-Castano M., Hruby V. Electric Measurements of Charged Sprays Emitted by Cone-jets. *J. Fluid Mech.* 2002, **459**, 245–276.
35. Lopez-Herera J.M., Canan-Calvo A.M. A Note on Charged Capillary Jets Breakup of Conductive Liquids: Experimental Validation of a Viscous One-dimensional Model. *J. Fluid Mech.* 2004, **501**, 303–326.
36. Безруков В.И. Основы электрокапеструйных технологий. С.-Петербург: Судостроение, 2001. 488 с.
37. Шутов А.А. *Формирование и зарядка струй, капель и пленок слабопроводящих жидкостей в электрическом поле*. Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. Москва: ФГУП НИФХИ им. Л.Я. Карпова, 2003, 47 с.
38. Reneker D.H., Yarin A.L., Zussman E., Hu H. Electrospinning of Nanofibers from Polymer Solutions and Melts. *Adv. in Appl. Mech.* 2007, **41**, 43–195.
39. Коженков В.И., Фукс Н.А. Электрогидродинамическое распыление жидкости (обзор). *Успехи химии*. 1976, **45**(12), 2274–2284.
40. Гиневский А.Ф., Дмитриев А.С., Мотин А.И. Неустойчивость капиллярной струи, заряженной в поле коронного разряда. *Электронная обработка материалов*. 1992, (1), 44–48.

Поступила 23.03.12

Summary

Experimental data on forms and electrical characteristics of jets of water, ethanol, glycerol and castor oil, depending on the applied high voltage, are presented. It is shown that the electric field influence depends on conduction, physical characteristics of the liquids (viscosity, surface tension, etc) and space charge in the air. The investigation results are presented in the form of outflow regime map.

Keywords: electric field, electric current, electrode, liquid, jet, drop, charge, surface tension, viscosity.