

УДК 532.529:532.525.2:537.532.3

© 2000 г. А.Б. ВАТАЖИН, В.А. ЛИХТЕР, В.И. ШУЛЬГИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЖИДКОКАПЕЛЬНОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ С ТУРБУЛЕНТНОЙ ПАРОВОЗДУШНОЙ СТРУЕЙ

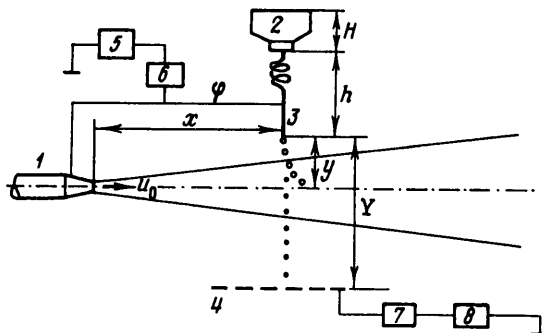
Проведено экспериментальное исследование взаимодействия электрически заряженной жидкокапельной дисперсной фазы с турбулентной паровоздушной струей в системе генератор капель воды (капилляр) – струя – приемная мишень. Условия эксперимента: объемный расход воды через капилляр $0,01 \text{ см}^3/\text{с}$, его внутренний диаметр $0,8 \text{ мм}$, прикладываемый к капилляру электрический потенциал – до 20 кВ . Конденсация в струе, несмотря на наличие в ней зон пересыщения пара, при отсутствии электрического поля не развивается. Обнаружено два режима взаимодействия заряженной дисперсной фазы со струей. Первый (при $\varphi < 8 \text{ кВ}$) характеризуется регулярным сходом с капилляра достаточно крупных заряженных капель ($0,5 < r < 2 \text{ мм}$) и отсутствием в струе конденсации. С увеличением потенциала φ размер капель уменьшается, а их заряд возрастает. Этот режим позволил моделировать движение одиночных заряженных сгустков (различного заряда и размера) в авиационных двигательных струях. Второй режим ($\varphi > 8 \text{ кВ}$) характеризуется нерегулярным сходом капель с капилляра, их дисперсией по размеру, резким увеличением тока на мишень и неожиданным возникновением конденсации в паровоздушной струе. Проведен качественный анализ возможных электрогидродинамических и гетерофазных процессов.

В последнее время большое внимание уделяется проблеме использования электрических эффектов в потоках газа в двигателях для диагностики этих потоков и состояния элементов двигателя. Один из аспектов этой проблемы – метод бесконтактной электростатической диагностики авиационных реактивных двигателей [1]. Теоретическое обоснование используемой авторами модификации этого метода было дано в работе [2]. К настоящему времени уже проведены первые аэродромные испытания по программе бесконтактной электростатической диагностики двигателя на современных самолетах. Во временных реализациях электрического сигнала от реактивных двигательных струй испытанных самолетов в ряде случаев можно выделить отдельные участки, которые, согласно теории [2], можно рассматривать как электрический "отклик" на движение отдельных сгустков заряженных частиц. Заряд таких сгустков оказывается порядка $10^{-11} - 10^{-12} \text{ Кл}$.

Для регистрации таких заряженных образований и анализа их движения в двигательных турбулентных струях необходимо лабораторное моделирование, основными элементами которого являются паровоздушная турбулентная струя и крупные заряженные частицы с указанным выше зарядом.

Настоящая работа посвящена организации такого моделирования, описанию и качественному анализу полученных результатов.

В лабораторных исследованиях в качестве крупных заряженных частиц использовались капли воды размером $0,5 - 2 \text{ мм}$, которые создавались на конце капилляра в специальном генераторе заряженных капель. В большинстве экспериментов генератор капель и сопло, из которого истекал пар, находились под одинаковым потен-



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки

циалом. (Случай, когда сопло заземлялось, будет специально оговорен.) Было обнаружено два режима работы генератора капель: первый, при $\varphi < 8$ кВ, с регулярным следованием капель, которые попадают в струю, увлекаются ею и регистрируются специальной зондовой аппаратурой, установленной ниже по потоку; второй, при $\varphi > 8$ кВ, с резким увеличением электрического тока с капилляра, нерегулярным движением капель и возникновением в турбулентной паровоздушной струе протяженной конденсационной зоны (при $\varphi < 8$ кВ конденсация в струе отсутствует). Качественный анализ этой необычной ситуации будет проведен в данной статье.

1. Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки показана на фиг. 1. Паровая струя истекает из сопла 1 в окружающий воздух. (Экспериментальная система создания паровоздушной струи с различными температурными условиями была описана в [3].) Заряженные капли создаются в электрически изолированной капиллярной системе, к которой подводится электрический потенциал φ ($|\varphi| \leq 20$ кВ). Капиллярная система состоит из сосуда с водой 2 ($H = 190$ мм) и капилляра 3, который образован спирально свернутой трубкой из нержавеющей стали длиной $l = 1,5$ м ($h = 200$ мм). Наружный и внутренний диаметры трубки составляют 1 и 0,8 мм.

Частота следования капель определялась по сигналу фотодиода, на который направлялся луч лазера (диаметром 1 мм), пересекающий траекторию падения капель (на фиг. 1 лазерная система не показана).

Характеристики падающих капель определялись при отсутствии струи. В этом случае капли проходили в вертикальном направлении расстояние Y до горизонтально расположенной мишени 4, которая заземлялась через цепь усилителя 7 и осциллографа 8, служащих для регистрации электрического тока капель.

Объемный расход капель G измерялся путем отбора падающих капель в специальную емкость в течение заданного достаточно большого интервала времени, при котором, однако, высота H в сосуде 2 изменялась незначительно.

Скорость падения капель в некоторой фиксированной точке между капилляром и мишенью определялась путем регистрации сигналов от двух лазерных лучей, проходящих выше и ниже в окрестности этой точки. Заряд одной капли Q определялся интегрированием ее электрического сигнала на осциллографе 8 (фиг. 1).

2. Экспериментальные результаты. Режим I. Рассмотрим прежде всего режим при $0 < \varphi < 8$ кВ, который характеризуется регулярным следованием заряженных капель.

Важным экспериментальным результатом является слабая зависимость расхода G от потенциала φ капилляра при $\varphi < 6$ кВ. Для объяснения этого результата проведем теоретическую оценку расхода жидкости в генераторе капель. Течение жидкости в капиллярной трубке является ламинарным с числом Рейнольдса ≈ 16 . Длина гидродинамического начального участка в трубке, составляющая несколько ее калибров, на три порядка меньше ее полной длины. Диаметр трубки значительно меньше радиуса

$ \varphi $, кВ	f , с ⁻¹	Q , Кл	r , см	E , В/см
0	0,50		0,170	
2	0,57	$5,0 \cdot 10^{-12}$	0,162	171,5
3	0,61	$5,7 \cdot 10^{-12}$	0,159	202,9
3,5	0,63	$8,8 \cdot 10^{-12}$	0,157	321,3
4	0,66	$9,0 \cdot 10^{-12}$	0,155	337,1
5	0,98	$8,0 \cdot 10^{-12}$	0,136	425,3
6	4,82	$6,9 \cdot 10^{-12}$	0,080	970,3

ее спирального витка (см. фиг. 1), и вторичные эффекты в трубке – несущественны. Учитывая сказанное, для сечений трубки можно использовать формулу Пуазейля, связывающую местный градиент давления с расходом жидкости. Включив в эту формулу силу тяжести и производя интегрирование по всей длине трубки с учетом граничных условий для давления на входе и выходе из нее, находим соотношение

$$G = \frac{\pi d^4 \rho g (H+h)(1+A)}{128 \mu l}, \quad A = \frac{(E_*^2 / 8\pi) - (2\alpha / r_*)}{\rho g (H+h)} \quad (2.1)$$

Здесь $d = 0,8$ мм – диаметр капилляра, μ – "эффективный" коэффициент динамической вязкости воды внутри капиллярной трубки (который учитывает возможную негладкость внутренней поверхности трубки и может превышать стандартную величину $\mu = 10^{-2}$ г/(см · с) для воды), ρ – плотность воды, g – ускорение силы тяжести, $\alpha = 72$ г/с² – коэффициент поверхностного натяжения воды, r_* и E_* – эффективные значения линейного размера и электрического поля, по которым вычисляются давление поверхностного натяжения и электрическое давление вблизи нижней точки поверхности капли на конце капилляра. Принимая для оценок $r_* = 0,5$ мм и $E_* = \varphi / r_*$, находим, что для режимов с $\varphi < 4$ кВ на конце капли преобладает поверхностное натяжение, а при больших φ основной вклад в величину A обусловлен электрическим давлением. Величина A при $\varphi < 6$ кВ – не велика ($A < 0,09$). Этим и объясняется отмеченный выше экспериментальный факт.

Среднее экспериментальное значение расхода составляет $G = 0,01$ см³ · с⁻¹. Эта величина на порядок превосходит расход жидкости в тех исследованиях [4–6], где изучался процесс электрического распыливания жидкости на мелкие монодисперсные капли в режиме возникновения конуса Тейлора. Именно такая относительно большая величина G и позволила решить экспериментальную задачу – создать режим с большими электрически заряженными каплями.

Радиус капель r находится из соотношения $G = (4/3)\pi r^3 f$, где f – частота следования капель. Вследствие слабой зависимости расхода G от приложенного потенциала φ частота следования капель и их размер связаны между собой приближенным соотношением $r^3 f = r_0^3 f_0$, где нижний индекс 0 соответствует режиму при $\varphi = 0$.

Экспериментальные значения заряда Q , размера r и частоты f следования единичных капель при различных φ , а также значения напряженности электрического поля на поверхности капли, рассчитанные по формуле $E = Q/r^2$, приведены в табл. 1.

В табл. 1 представлены результаты экспериментов при φ , соответствующих регулярным режимам образования и движения капель.

Согласно табл. 1, частота следования капель увеличивается при возрастании потенциала. Это объясняется следующим образом. При росте φ возрастает электрическое поле на формирующейся на конце капилляра капле. В связи с этим возрастает электрическое давление, пропорциональное квадрату электрического поля и направленное по внешней нормали к поверхности жидкости. Это приводит к уменьшению

эффективного поверхностного натяжения, и под действием силы тяжести происходит отрыв капель меньшего радиуса.

Обратим также внимание на то, что размер капель при $\varphi < 6$ кВ заметно превышает внутренний диаметр капилляра.

Для оценки развития неустойчивости на поверхности капли будем использовать максимальную величину заряда капли Q_m , при превышении которой развивается неустойчивость Рэлея [7], и критическое внешнее электрическое поле E_∞ , при превышении которого на капле образуются выступы с выбросом мелких струек жидкости [4, 8]. Указанные величины определяются формулами

$$Q_m = (16\pi\alpha r^3)^{1/2}, \quad E_\infty = (2,6\alpha / r)^{1/2} \quad (2.2)$$

Кроме того, необходимо использовать сведения об электрическом поле E_* зажигания коронного разряда с поверхности капли. Если в первом приближении предположить, что поле E_* для капли воды такое же, как для сферической металлической частицы такого же радиуса, то, согласно [9, 10], для всех указанных в табл. 1 размеров капель $70 \leq E_* \leq 80$ кВ/см.

Используя эти сведения, можно заключить, что поле E на оторвавшихся каплях намного меньше поля E_* (коронирование капель не происходит), а их заряд Q на два-три порядка меньше максимального заряда Q_m . Кроме того, за исключением малой области вблизи конца капилляра, внешнее поле E (в системе капилляр – мишень) в точках расположения капель (см. разд. 4) намного меньше критического поля E_∞ (и деформация капель по механизму Тейлора не происходит). Однако на крупных каплях непосредственно вблизи кончика капилляра могут возникать тейлоровские выступы.

Особенностью результатов в табл. 1 является слабая зависимость радиуса капель r от приложенного потенциала при $0 \leq \varphi \leq 5$ кВ. Дадим простейшее объяснение этого обстоятельства.

Система определяющих параметров (которую назовем системой S) для процесса образования капель на кончике капилляра в рассматриваемом режиме включает в себя величины: ρg , α , $b = d/2$, φ , G . Предполагается, что жидкость – идеально проводящая, эффекты вязкости – незначительны. Плотность ρ отдельно не входит в систему S вследствие малой инерционности процесса роста капель на кончике капилляра. Система S дополнительно должна включать безразмерные постоянные и функции, которыми описывается геометрия экспериментальной системы.

С помощью теории подобия и размерности получаем следующие соотношения:

$$r = bf(K, \beta), \quad r_0 = bf(K, 0)$$

$$\frac{r}{r_0} = \frac{f(K, \beta)}{f(K, 0)} = F(K, \beta), \quad K = \frac{4\alpha}{\rho g b^2}, \quad \beta = \frac{\varphi^2}{8\pi\rho g b^3}$$

Здесь r_0 – радиус капли при $\varphi = 0$. Параметр K имеет фиксированное значение, параметр β изменяется в процессе эксперимента. (При учете вязкости воды в систему безразмерных параметров входила бы также величина $\mu G/\rho g b^4$. Для условий проведенных экспериментов она составляет менее 0,02, что и позволило не учитывать эффекты вязкости.)

Для получения простейшей оценки размера сходящих с капилляра капель рассмотрим следующую модель. Пусть капля на конце капилляра непосредственно перед началом ее быстрой деформации и последующим отрывом имеет форму шарового сегмента радиуса r , опирающегося на выходное сечение капилляра.

В режиме I радиус $r > b$, и объем сегмента приближенно равен $\frac{4}{3}\pi r^3$. Будем считать, что величина E^2 (где E – нормальное к поверхности капли электрическое поле, направленное наружу от сегмента) постоянна на поверхности сегмента. Предполагая, что реализуется состояние, когда сумма проекций на вертикальную ось силы тяжести, сил поверхностного

натяжения и поверхностных электростатических сил равна нулю, получаем условие

$$\left(\frac{2\alpha}{r} - \frac{E^2}{8\pi} \right) \pi b^2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g \quad (2.3)$$

Принимая, что $E = \phi/r$, после несложных преобразований получаем уравнение

$$z - z^5 = \beta^*, \quad r = Az, \quad A = 0,5b(6K)^{1/4}, \quad \beta^* = \frac{4\beta}{6^{1/4} K^{5/4}} \quad (2.4)$$

При отсутствии электрического поля физический смысл имеет только корень $z = 1$, и, таким образом, $r_0 = A$. Для условий эксперимента $K = 118$ и $r_0 = A = 0,13$ см. Полученное расчетное значение r_0 отличается от приведенного в табл. 1 примерно на 20%.

В диапазоне $\phi = 0-4$ кВ параметр β^* является малым. (При $\phi = 4$ кВ он составляет 0,38.) Приближенное решение уравнения (2.4) с точностью до членов порядка $(\beta^*)^2$ имеет вид

$$r = r_0(1 - 0,25\beta^*) \quad (\phi < 4 \text{ кВ}) \quad (2.5)$$

Оно показывает, что отношение r/r_0 уменьшается не более чем на 10%, что согласуется с данными табл. 1.

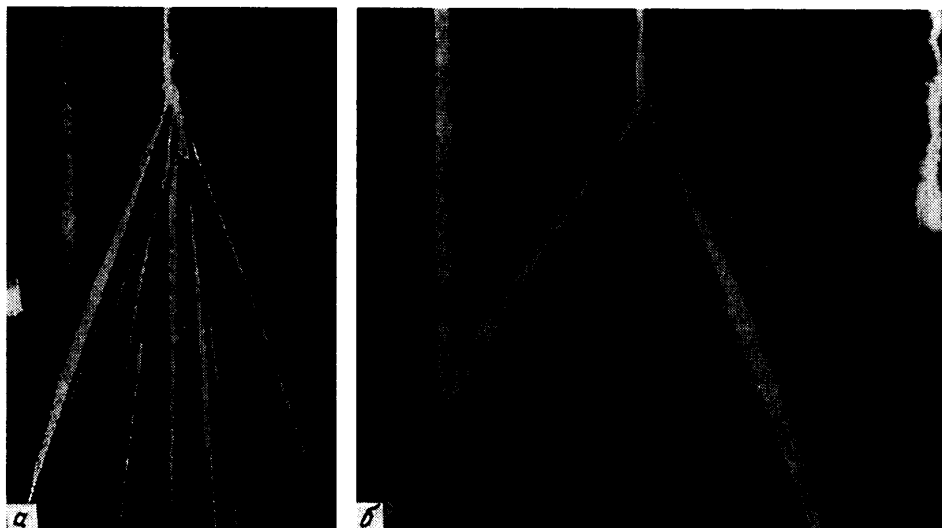
Используемая модель (2.3) является весьма приближенной. В действительности капля на кончике капилляра не имеет формы шарового сегмента, на ее поверхности $E^2 \neq \text{const}$, а условие $E = \phi/r$ приближенно выполняется только вблизи нижней точки капли. В общем случае необходимо рассматривать сложную электрогазодинамическую задачу о формировании и отрыве капли с учетом соотношений на ее поверхности как поверхности разрыва. Но даже столь грубая использованная модель позволила объяснить и даже количественно воспроизвести полученные в эксперименте закономерности при небольших значениях электрического потенциала. (Следует отметить, что уравнение баланса сил типа (2.3) широко используется для приближенных оценок в многочисленных работах.)

3. Экспериментальные результаты. Режим II. Взаимодействие электрически заряженных капель с турбулентной паровоздушной струей при $8 < \phi < 15$ кВ характеризуется рядом интересных и неожиданных особенностей. Для более четкого их выявления будут последовательно рассмотрены ситуации при отсутствии и наличии струи.

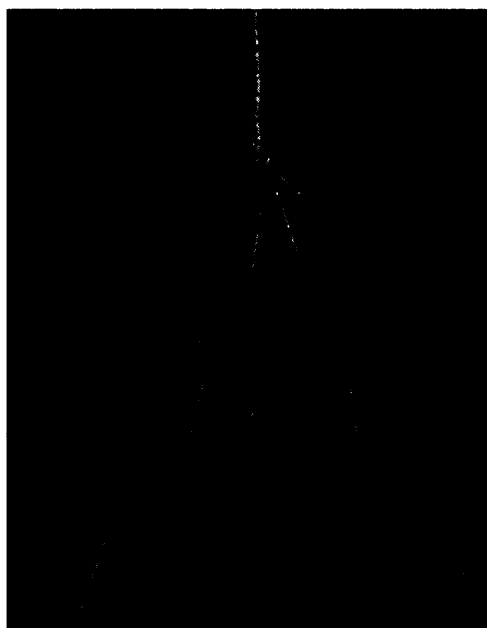
Анализ режимов при отсутствии струи направлен на выяснение особенностей образования заряженных капель и их движения в рабочем промежутке между капилляром 3 и мишенью 4 (фиг. 1) и является электрогидродинамической (ЭГД) задачей, имеющей обширную библиографию. Эта задача прежде всего рассматривается в связи с проблемой использования электрического поля для получения мелкого монодисперсного аэрозоля. Укажем лишь некоторые направления этих исследований. Режим ЭГД-диспергирования капель при относительно малых расходах жидкости через капилляр с образованием конуса Тейлора был первоначально теоретически рассмотрен в работе [4]. В статье [5] экспериментально исследовано ЭГД-распыление различных жидкостей, приведены соотношения подобия и представлена обширная библиография. Теоретический анализ ЭГД-диспергирования с образованием конуса Тейлора выполнен в [6]. Режим ЭГД-диспергирования в сильном электрическом поле при достаточно большом расходе жидкости с образованием сходящихся с капилляра вращающихся струек жидкости (в дальнейшем распадающихся на мелкие капли) был исследован в [11].

Выбранные в настоящей работе расход жидкости и диапазон изменения электрического потенциала (необходимые для моделирования движения дискретных заряженных образований в турбулентных струях) отличаются от использованных в указанных выше исследованиях и характеризуются рядом отмеченных ниже особенностей. Дадим их краткое описание.

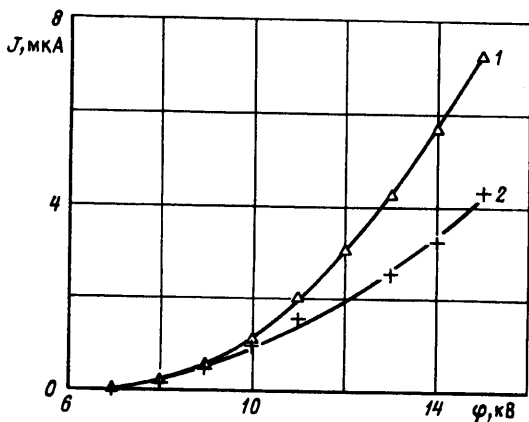
При изменении потенциала в диапазоне 8–10 кВ рассмотренный в разд. 2 регулярный режим следования капель примерно одинакового размера перестает существовать. Изменяя промежутки времени Δt между последовательными пересечениями



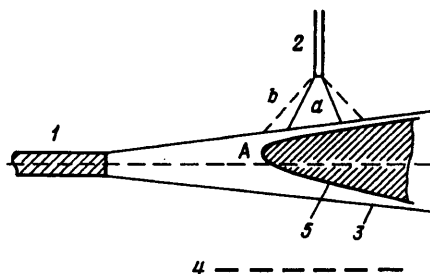
Фиг. 2. Стоп-кадры непрерывной видеосъемки (выдержка 0,02 с) распыления капель с конца капилляра при большом электрическом потенциале. *a* – $\varphi = 12$ кВ, *б* – $\varphi = 15$ кВ. Сплошные линии – траектории отдельных капель



Фиг. 3. Стоп-кадр видеосъемки с малой выдержкой (0,002 с) распыления капель с конца капилляра при $\varphi = 15$ кВ. Отрезки сплошных линий – треки отдельных капель



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Вольт-амперные характеристики системы капилляр – мишень в отсутствие (кривая 1) и при наличии паровоздушной струи с возникновением конденсации при введении заряженных капель (кривая 2)

Фиг. 5. Расположение зоны конденсации в турбулентной паровоздушной струе при введении в нее заряженных капель при $8 < \varphi < 15$ кВ

лазерного луча каплями разных размеров (считая, что значения Δt мало отличаются от соответствующих временных промежутков на конце капилляра, и задаваясь экспериментальными значениями расхода жидкости в капилляре), можно найти размеры оторвавшихся капель. Были обнаружены режимы, характеризующиеся в основном образованием двух фракций с размером капель $\approx 0,5$ и $0,2$ мм. Процессы образования одной крупной и следующих за ней нескольких мелких капель в иных экспериментальных условиях рассматривались в [12].

Ситуация кардинальным образом меняется при потенциалах $\varphi = 11-15$ кВ. Капли перестают регулярным образом пересекать лазерный луч. Видеосъемка процесса диспергирования показывает, что оторвавшиеся капли движутся внутри конуса, вершина которого совпадает с концом капилляра, а угол раскрытия возрастает с увеличением напряжения (фиг. 2). Изображенные на этой фигуре сплошные линии не являются жидкими струйками, а в связи с относительно большим временем выдержки непрерывной видеосъемки (0,02 с) представляют собой траектории движения отдельных капель. Была также проведена видеосъемка при существенно меньшей выдержке (0,002 с) и получены кадры с четко выраженными "треками" заряженных капель, длина которых равна расстоянию, пройденному каплей за время выдержки (фиг. 3).

Вольт-амперная характеристика процесса – зависимость электрического тока J на заземленную через микроамперметр мишень от приложенного к капилляру напряжения φ в отсутствие паровоздушной струи – показана на фиг. 4 (кривая 1). При $\varphi < 8$ кВ (режим I) ток J чрезвычайно мал; он становится заметным при изменении φ в диапазоне от 8 до 10 кВ и далее резко возрастает.

Рассмотрим теперь результаты экспериментов в системе капилляр – паровоздушная струя (истечение струи пара в окружающее пространство) – приемная мишень. Эксперименты проводились при следующих параметрах паровоздушной струи: диаметр парового сопла 2,8 мм, температура окружающего воздуха $T_{\infty} = 15^{\circ}\text{C}$, температура пара на срезе сопла $T_0 = 102^{\circ}\text{C}$ (в струе имеются области пересыщения пара), скорость пара на срезе сопла составляет 200 м/с. Капилляр был установлен вне струи в ее сечении $x = 5$ см на расстоянии от ее оси 2,5 см.

В режиме I ($\varphi < 8$ кВ) конденсация в струе ($T_0 = 102^{\circ}\text{C}$) при попадании в нее капель отсутствовала. В рассматриваемом же режиме II ($\varphi > 8$ кВ) в струе возникает неочи-

данная ситуация – появляется интенсивная конденсационная область, схематически показанная на фиг. 5. (Ее визуализация производилась в плоскости лазерного ножа.) На этой фигуре показаны также расположенные над струей конические области, занятые заряженными каплями при $\varphi = 12$ (а) и 15 кВ (б).

Вольт-амперная характеристика в системе капилляр – струя ($T_0 = 102^\circ\text{C}$) – мишень показана на фиг. 4 (кривая 2). Она проходит значительно ниже вольт-амперной характеристики I (в отсутствие струи), что указывает на то, что часть заряженных частиц в разрядном промежутке увлекается струей. Был также проведен эксперимент с более "горячей" паровоздушной струей, имеющей в начальном сечении температуру $T_0 = 200^\circ\text{C}$ (в которой отсутствует пересыщение пара). Существенно, что вольт-амперная характеристика для такой ситуации практически совпадает с вольт-амперной характеристикой электростатической системы капилляр – мишень при отсутствии струи.

4. Качественный анализ результатов в режиме II. Для проведения качественных и количественных оценок прежде всего рассмотрим движение заряженных капель в промежутке капилляр – мишень при отсутствии струи. Уравнение движения капли в вертикальном от капилляра направлении z имеет вид [9, 10]

$$\frac{dv}{dt} = g + \frac{QE}{m} - \frac{6\pi r \mu_a v \psi}{m}, \quad \frac{dz}{dt} = v, \quad t = 0: z = 0, \quad v = 0$$

$$r > 10^{-4} \text{ см: } \psi = 1 + \frac{1}{6} \text{Re}^{2/3}, \quad \text{Re} = \frac{2r\rho_a v}{\mu_a} \quad (0 \leq \text{Re} < 10^3)$$

$$r < 10^{-4} \text{ см: } \psi = (1 + 0,86 \text{Kn})^{-1}, \quad \text{Kn} = l/r, \quad m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \quad (4.1)$$

$$E = \frac{2\varphi(1 + \varepsilon)}{H((1 + \varepsilon)^2 - (1 - z^\circ)^2) \ln(1 + 2/\varepsilon)}, \quad z^\circ = \frac{z}{H}, \quad \varepsilon = 0,01$$

Здесь v – скорость капли в направлении z , H – расстояние между капилляром и мишенью, Kn – число Кнудсена, $l \approx 10^{-5}$ см – длина свободного пробега молекул в воздухе, нижний индекс a относится к параметрам воздуха. Приближенная формула для E получена в предположении, что электрическое поле – лапласовское, а поверхность капилляра аппроксимируется гиперболоидом вращения [9]. Параметр аппроксимации $\varepsilon = 0,01$ равен отношению внешнего радиуса капилляра к расстоянию между капилляром и мишенью. Заметим, что параметр ε оказывает влияние на распределение электрического поля только в малой окрестности кончика капилляра. Так, увеличение или уменьшение ε в 2 раза практически не изменяет поле E при $z > 0,1$. Величина ψ является поправкой к линейному закону сопротивления сферической частицы. Первая формула для ψ соответствует континуальной области, а вторая учитывает эффекты разреженности газа при обтекании частиц малого размера; $\mu_a = 2 \cdot 10^{-4}$ г/см · с.

Определим заряд капле с помощью видеосъемки с короткой выдержкой 0,002 с, приближенно задавая ее радиусом $r = 0,03$ см (по данным на фиг. 3). Выбирая на стоп-кадрах треки на вертикали под капилляром и используя уравнения (4.1) для описания движения капли "вдоль трека", путем пристрелки находим, что при $\varphi = 15$ кВ отношение заряда капли к ее массе $Q/m \approx 1400$ (в системе СГСЭ) и, следовательно, $Q = 5,3 \cdot 10^{-11}$ Кл. Этот заряд меньше предельного (по критерию Рэлея, см. первую формулу (2.2)) заряда Q_m , который при $r = 0,03$ см составляет $1,04 \cdot 10^{-10}$ Кл. Электрическое поле на поверхности капли, создаваемое ее зарядом, $E = 53$ кВ/см, в данном случае меньше поля коронирования такой капли (по предположению, равного полю коронирования сферической металлической частицы такого же радиуса), составляющего 110 кВ/см. И, наконец, внешнее электрическое поле в точках расположения трека более чем на порядок меньше критического тейлоровского поля E_∞ .

r , мкм	τ , с	b^* , см ² /(В · с)
1	$1,21 \cdot 10^{-5}$	0,578
0,1	$2,1 \cdot 10^{-7}$	0,313
0,01	$1,07 \cdot 10^{-8}$	0,511

(см. формулу (2.2)). Таким образом, экспериментально наблюдаемые капли не коронируют и устойчивы по критериям Рэлея и Тейлора, что теоретически подтверждает возможность существования в межэлектродном промежутке капель такого размера и заряда.

Найдем величину гипотетического тока, который при заданном объемном расходе воды в капилляре $G = 0,01 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ переносился бы только каплями радиуса 0,03 см с предельным (по критерию Рэлея) зарядом. Такой ток, равный $8,7 \cdot 10^{-3} \text{ мкА}$, почти на три порядка меньше приведенного на фиг. 5 тока вольт-амперной характеристики I при том же значении $\varphi = 15 \text{ кВ}$. Таким образом, в режиме II такие капли не являются основными носителями тока. Оставаясь в рамках указанных предположений, такой же вывод можно сделать и для более мелких капель (вплоть до $r = 2 \text{ мкм}$).

Опираясь на сделанные оценки, можно было бы предположить, что основными носителями заряда являются еще более мелкие капли размером $r < 1 \text{ мкм}$. Однако следующее дополнительное рассуждение показывает, что и это невозможно.

Капли столь малого размера практически безынерционны: их времена релаксации $\tau = m/6\pi\mu_a r \psi$ чрезвычайно малы (см. табл. 2). Действующая на капли сила тяжести намного меньше электрической силы. Так, при $r = 1 \text{ мкм}$, $Q = Q_m$, $\varphi = 15 \text{ кВ}$ и $z^\circ = 0,3$ отношение этих сил $\delta = gm/Q_m E$ имеет порядок 10^{-5} . Так как $\delta \sim r^{3/2}$, то с уменьшением размера капель величина δ становится еще меньше.

Уравнения, описывающие движение мелких (для определенности, положительно заряженных) капель, с учетом сделанных оценок имеют вид

$$\frac{dz}{dt} = b^* E_z(x, z), \quad \frac{dx}{dt} = u(x, z) + b^* E_x(x, z), \quad b^* = \frac{Q}{6\pi\mu_a r \psi} (E_x > 0, u + b^* E_x > u) \quad (4.2)$$

Здесь координата x отсчитывается от сечения среза капилляра вдоль струи (рассматривается область при $x > 0$), E_x и E_z – компоненты электрического поля в системе капилляр – мишень, $u(x, z)$ – распределение осредненной скорости в турбулентной струе (полагается, что в окружающем пространстве $u = 0$; поперечная скорость газа в струе не учитывается), b^* – подвижность частицы с зарядом Q . Расчетные значения b^* , полученные при $Q = Q_m$ и использовании второй формулы для ψ в (4.1), приведены в табл. 2. В указанном в таблице диапазоне r изменение подвижности частиц невелико. Величина b^* определена по максимально возможному заряду Q_m и в действительности меньше приведенных в табл. 2 значений.

Проводя оценки с помощью системы уравнений (4.2), находим, что указанные мелкие капли, попадая в струю, достаточно интенсивно сносятся в ее осевом направлении и не достигают мишени, продольный размер которой от оси капилляра составляет 5 см. Таким образом, если бы ток I переносился такими мелкими каплями, то при наличии струи он должен был бы уменьшаться. Однако вольт-амперная характеристика для системы капилляр + горячая струя (в которой всегда отсутствует конденсация) + мишень оказалась такой же, как и для системы капилляр + мишень. Полученное противоречие и свидетельствует о том, что мелкие капли в рассматриваемом диапазоне не являются основными носителями заряда.

5. Режим II при наличии конденсации в струе. Из приведенных в разд. 4 оценок следует, что основными носителями заряда должны быть частицы с заметно большей

подвижностью. Такими частицами являются ионы. Приведем следующие доводы в пользу такого утверждения.

Ионы обладают подвижностью $\approx 2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, которая в 4 раза превосходит подвижность b^* , указанную в табл. 2. Можно показать на основе системы (4.2), что при наличии струи большинство ионов достигает мишени, чем и объясняется экспериментально обнаруженное равенство токов J в системе капилляр + горячая струя + мишень и в системе капилляр + мишень.

Были проведены специальные эксперименты, когда к капилляру в системе капилляр + мишень подводилось высокое напряжение при отсутствии струи и при отсутствии жидкости в капилляре. При $\phi > 8 \text{ кВ}$ микроамперметр в цепи мишени начинал регистрировать ток. Этот ток не может быть ни чем иным, как током коронного разряда с капилляра. Таким образом, в экспериментальных условиях при больших напряжениях ϕ в межэлектродном промежутке всегда имеются ионы, непосредственно не связанные с наличием жидкой дисперсной фазы.

При больших напряжениях ϕ ионы могут также возникать в результате микрокоронных разрядов с поверхности формирующейся на капилляре капли и с поверхностей оторвавшихся от капилляра капель.

Для доказательства этого утверждения вначале получим асимптотическую зависимость электрического поля E_* в произвольной точке поверхности коронирующего элемента от ее радиуса кривизны R при $R \rightarrow 0$.

Необходимым условием возникновения коронного разряда является достижение электрическим полем E в окрестности коронирующего элемента такой величины, при которой происходит объемная ионизация молекул воздуха электронным ударом. При ряде предположений о взаимодействии объемных и поверхностных ионизационных эффектов условие самостоятельности коронного разряда записывается в виде [9, 10]

$$\int_0^{s_0} \alpha_{\text{ef}} ds = K, \quad \alpha_{\text{ef}}(s_0) = 0 \quad (5.1)$$

Здесь α_{ef} – эффективный коэффициент ионизации, зависящий от $E = |\mathbf{E}|$, s – координата, отсчитываемая от поверхности вдоль силовой линии \mathbf{E} , s_0 – граница прилегающей к коронирующему элементу узкой зоны ионизации. Зависимость $\alpha_{\text{ef}}(E)$ для воздуха аппроксимируется выражением [9]

$$\alpha_{\text{ef}} = b(E - E_0)^2 \quad (5.2)$$

где b и E_0 – эмпирические постоянные. Изменение поля E вблизи коронирующего элемента в основном обусловлено его большой кривизной и в первом приближении аппроксимируется зависимостью

$$E = E_* \left(1 - \frac{s}{R} \right), \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (5.3)$$

где E_* – поле в рассматриваемой точке поверхности коронирующего элемента (поле зажигания коронного разряда), R_1 и R_2 – главные радиусы кривизны поверхности в этой точке. Подставляя выражения (5.2) и (5.3) в условие (5.1), получим следующее уравнение для определения E_* :

$$\frac{(q-1)^3}{q} = \frac{3K}{bE_0^2 R}, \quad q = \frac{E_*}{E_0} \quad R \rightarrow 0: \quad \frac{E_*}{E_0} \approx \left(\frac{3K}{bE_0^2} \right)^{1/2} R^{-1/2} \quad (5.4)$$

Последняя формула в (5.4) и представляет собой искомую асимптотическую оценку. На основе данных [9, 10] можно принять: $K = 8,45$, $b = 0,2 \text{ см}/(\text{кВ})^2$, $E_0 = 24 \text{ кВ/см}$. Используем полученную асимптотическую формулу для предсказания коронирования мелких капель. Предполагая, что на капле сосредоточен максимальный заряд Q_m , так что электрическое поле на поверхности капли равно $E_m = Q_m/r^2$, с помощью

(2.2) и (5.4) находим: $E_m/E_* = 1,6$. При получении этой оценки использовались приведенные выше значения постоянных K , b , E_0 и величина поверхностного натяжения воды $\alpha = 72$ дн/см. Существенно, что отношение E_m/E_* в указанном асимптотическом приближении для мелких капель не зависит от их размера.

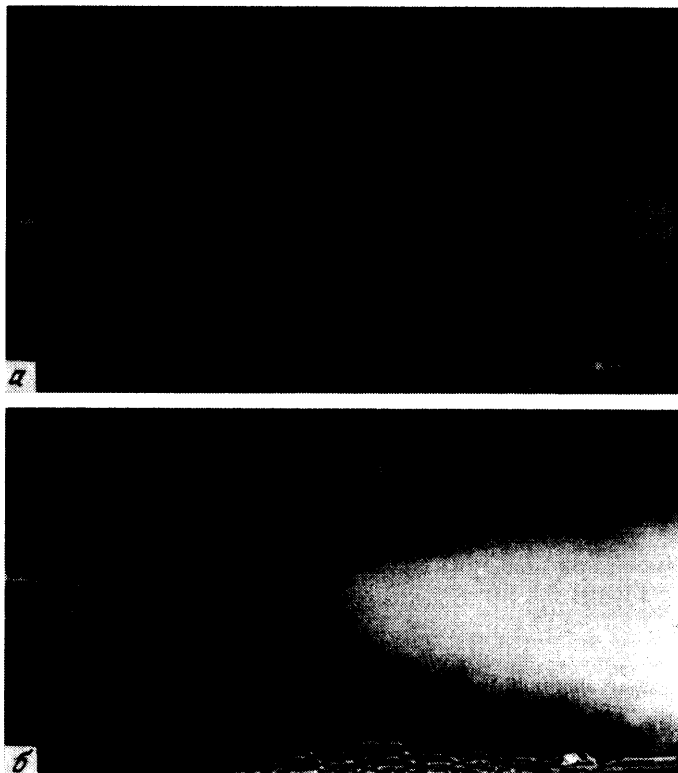
Найденная оценка показывает, что мелкие капли с максимальным зарядом Q_m (по Рэлею) могут коронировать, создавая ионы. Конечно, в действительности капли могут обладать гораздо меньшим зарядом, приведенные значения постоянных могут быть иными для коронирования жидких капель и возможность стекания коронного разряда с капель должна обсуждаться в каждом конкретном случае специально.

Заметим, что указанная возможность коронирования мелких капель не изменяет сделанный выше вывод о том, что сами такие капли не могут быть основными носителями заряда. Действительно, коронирование капель вызывает уменьшение их заряда, в результате чего уменьшается подвижность капель и возрастает их смещение Δx вдоль струи. Это тем более делает невозможным их попадание на мишень.

Наличием ионов в межэлектродном промежутке объясняется основной экспериментальный результат: возникновение при $\phi > 8$ кВ в паровоздушной струе ($T_0 = 102^\circ\text{C}$), расположенной между капилляром и мишенью, протяженной конденсационной зоны (фиг. 5) и уменьшение тока J при наличии струи по сравнению со случаем ее отсутствия. (Напомним, что при отсутствии капиллярной системы конденсация в такой струе, несмотря на наличие в ней областей пересыщения пара, отсутствует.) На попадающих же в струю ионах развивается нуклеация [3, 13], и ядра нуклеации, имеющие первоначальный малый размер порядка 10 нм, увеличивают свой размер вследствие конденсации на них пара и переходят в капли, которые и образуют видимую зону конденсации на фиг. 5. Скорость роста радиуса капель в условиях эксперимента составляет $\sim 10^{-1}$ см/с, и за время движения капель в струе их размер станет порядка 1 мкм. Такие капли при малом на них заряде оказываются замороженными в струю и сносятся вниз по потоку. Если же вследствие индукционной зарядки капель в электрическом поле при наличии вокруг них ионов заряд капель становится значительным и даже достигает предельной величины Q_m , то, как было показано в конце разд. 4, такие капли также не могут достичь мишени. Наличием такого "стока" ионов в струе и объясняется уменьшение тока на мишень при развитии конденсации. Этим еще раз подтверждается вывод о том, что основными носителями тока на мишень являются ионы.

Сделаем несколько замечаний о форме конденсационной области на фиг. 5. Видимая зона конденсации начинается в т. А, расположенной выше по потоку от сечения капилляра. Это связано с тем, что заряженные частицы между капилляром и струей вследствие развития неустойчивостей и действия расталкивающих электрических сил занимают некоторое пространство приблизительно конической формы. В результате ионы попадают в поток выше сечения капилляра, где и начинается электрическая конденсация. Развивающиеся на ионах капли сносятся струей вниз по потоку и занимают практически все сечение струи. Последнее может быть объяснено закономерностями диффузии пассивной примеси в турбулентном потоке.

Еще одним убедительным свидетельством наличия ионов в межэлектродном промежутке являются эксперименты, проведенные при начальной температуре паровой струи $T_0 = 102^\circ\text{C}$, но при заземленном паровом сопле. В этом случае вследствие наличия разности потенциалов между капилляром и соплом ионы, обладающие большой подвижностью и находящиеся в пространстве между капилляром и струей, а также в той части струи, где ее скорость еще невелика, могут двигаться по направлению к соплу. Часть из них попадает непосредственно на сопло, а другие ионы, которые попадают в область струи с пересыщением пара, становятся ядрами конденсации, и образующиеся на них капли сносятся вниз по потоку. Эта ситуация показана на фиг. 6, а. Для сравнения картина на фиг. 6, б соответствует случаю, когда капилляр и сопло находились под одинаковым потенциалом. Протяженность зоны видимой конденсации



Фиг. 6. Зоны конденсации в паровоздушной струе при потенциале на капилляре $\varphi = 12$ кВ. *a* – сопло заземлено, *b* – сопло под тем же потенциалом, что и капилляр

на фиг. 6, *a* больше вследствие того, что «электрическая» нуклеация начинается намного ближе к соплу, а ее интенсивность меньше, так как часть ионов попадает непосредственно на поверхность сопла.

Заключение. Проведено экспериментальное исследование взаимодействия электрически заряженной жидкокапельной фазы с турбулентной паровоздушной струей на специально созданной установке, включающей генератор капель, паровоздушную струю и электрическую систему. Основными элементами генератора капель, расположенного вне струи, являются расходное устройство и капилляр, к которому прикладывается напряжение φ до 20 кВ. Паровоздушная турбулентная струя создается путем истечения водяного пара из сопла в окружающий воздух при различных температурах T_0 пара на срезе сопла. В основном режиме ($T_0 = 102^\circ\text{C}$) в струе при ее смешении с относительно холодным окружающим воздухом создаются условия пересыщения пара, но уровень пересыщения недостаточен для развития гомогенной конденсации в отсутствие генератора капель.

Рассмотрены два режима взаимодействия электрически заряженных капель со струей: при $\varphi < 8$ кВ и при 8 кВ $< \varphi < 20$ кВ. Первый из них (режим I) характеризуется регулярным сходом капель с капилляра и их преобразованием в струе в небольшие заряженные сгустки без развития в струе конденсации, а также чрезвычайно малым током (малые доли мкА) в системе капилляр – мишень. Параметры капель (их электрический заряд, размер, частота следования) определялись прямыми оптическими и электрическими измерениями. В режиме I осуществляется моделирование движения дискретных заряженных образований в авиационных двигательных струях.

Принципиально иной режим II (при больших напряжениях) характеризуется нере-

гулярным сходом капель с капилляра, резким увеличением тока на мишень (до 5 мкА), образованием в струе протяженной конденсационной зоны, начинающейся выше по потоку от вертикальной оси капилляра.

Предложена система доказательств того, что электрический ток в режиме II в основном является ионным током. Ионы образуются при стекании коронного разряда с капель, формирующихся на кончике капилляра, с капель, находящихся в разрядном промежутке, а также при стекании разряда непосредственно с поверхности капилляра. Именно на ионах начинается нуклеация в паровоздушной струе, и далее происходит рост возникающих зародышей, увлекаемых струей вниз по потоку.

Для доказательства возможности коронирования мелких капель привлечена теория зоны ионизации в коронном разряде и получено обобщающее асимптотическое выражение для электрического поля зажигания коронного разряда в произвольной точке поверхности, если ее кривизна в этой точке велика.

Режим II позволил осуществить ситуацию, когда в турбулентной струе имеются непрерывно заполняющие ее объем мелкие заряженные капли конденсата (возникшие вследствие нуклеации на ионах), которые заморожены в струю, и более крупные, исходные заряженные капли, дискретно заполняющие объем струи. Это чрезвычайно важно для моделирования электрических процессов в двигательных струях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00983).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Couch R.P. Detecting abnormal turbine engine deterioration using electrostatic methods // AIAA Paper. 1978. № 78-1473. 17 p.
2. Ватажин А.Б., Голенцов Д.А., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Проблема бесконтактной электростатической диагностики состояния авиационных двигателей. Теоретическое и лабораторное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 83–95.
3. Vatazhin A., Lebedev A., Likhter V., Shulgin V., Sorokin A. Turbulent air-steam jets with a condensed dispersed phase: Theory, experiment, numerical modeling // J. Aerosol Sci. 1995. V. 26. № 1. P. 71–93.
4. Taylor G. Disintegration of water drops in an electric field // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1964. V. 280. № 1382. P. 383–397.
5. Gayàñ-Calvo A.M., Dàvila J., Barrero A. Current and droplet size in the electro spraying of liquids. Scaling laws // J. Aerosol Sci. 1997. V. 28. № 2. P. 249–275.
6. Cherney L.T. Structure of Taylor cone-jets: Limit of low flow rates // J. Fluid Mech. 1999. V. 378. P. 167–196.
7. Rayleigh J.W. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // Phil. Mag. 1882. V. 14. P. 184–186.
8. Григорьев А.И., Синкевич О.А. К механизму развития неустойчивости капли жидкости в электрическом поле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 6. С. 10–15.
9. Верецагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М.М. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия. 1974. 480 с.
10. Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И. Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
11. Jaworek A., Krupa A. Generation and characteristics of the precession mode of EHD spraying // J. Aerosol Sci. 1996. V. 27. № 1. P. 75–82.
12. Гегузин Я.Е. Капля. М.: Наука, 1973. 160 с.
13. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Сорокин А.А., Шульгин В.И. Коронный разряд в паровоздушной струе с конденсацией. Стационарные и пульсационные характеристики // Турбулентные струйные течения с конденсационными и электрофизическими эффектами. Вып. 1. Тр. ЦИАМ. 1991. № 1288. С. 110–133.