

# О дроблении пленки водного конденсата в парогазовом потоке в присутствии сильного электрического поля

Кулешов П.С. ([KuleshovPS@yandex.ru](mailto:KuleshovPS@yandex.ru)) (1), Маношкин Ю.В. (1)

(1) Московский физико-технический институт (ГУ)

## 1. Введение

В различных технических приложениях возникает потребность создания субмикронного монодисперсного аэрозоля, например: струйная печать, визуализация газовых потоков, покраска поверхностей и т.д. Один из путей решения этой задачи заключается в воздействии сильного электрического поля на пленку конденсата. В данной работе описаны эксперименты по получению субмикронных монодисперсных зародышей аэрозоля, указаны некоторые возможности по управлению характеристиками зародышей, дано качественное объяснение наблюдаемых явлений, проведено сравнение оценок с экспериментом.

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для горизонтального варианта расположения сопла представлена на рис.1. Через сопло в окружающую среду из нагреваемого сосуда объемом 8л содержащего 1-1,5л воды прокачивалась паровоздушная смесь при температуре до 110<sup>0</sup>С. Давление в сосуде было стационарным и, в зависимости от интенсивности нагрева, принимало значения  $p = 1-1,7$ атм. Сопло представляло собой стеклянный цилиндрический насадок с длиной внешней охлаждаемой части  $L = 20$ мм, внутреннего радиуса  $R_{\text{внутр}} = 0,5$ мм. Оно помещалось в электростатическое поле кольцевого электрода с собственным потенциалом до  $\varphi_0 = 22$ кВ. Кольцевой электрод (радиус кольца  $r_k = 5$ мм, толщина проволоки  $d_k = 0.5$ мм) был электроизолированным (для подавления коронирования) и располагался на расстоянии  $r = 1$ см от сопла.

Нами измерялись полные массовые расходы воды для различных давлений в сосуде (рис.2). Сбор сконденсировавшейся жидкости осуществлялся с помощью большого сосуда, сообщающегося с внешней атмосферой, а потому дававшего лишь приблизительные параметры истекающей струи пара. По показаниям манометра в сосуде контролировалось внутреннее давление. Температура окружающей среды в локальных точках пространства определялась цифровым измерителем типа Center 310. Потенциал электрода относительно земли измерялся киловольтметром типа С-96.

Динамика пленки конденсата в капилляре наблюдалась через цифровой микроскоп, состоящий из: оптического микроскопа со 100-кратным увеличением; цифровой камеры Scopetek DCM35 с разрешением 640x480. Данные с цифровой камеры в реальном режиме времени выводились на монитор ПК.

## 3. Описание экспериментов

При пропуске нагретой парогазовой смеси через сопло на его стенках в виде пленки осаждался водный конденсат. Конденсирующаяся пленка, натекала на край капилляра, откуда уносилась потоком. Эксперименты по дроблению пленки конденсата проводились при различных внешних температурах. Для всех режимов изучалось влияние электростатического поля на интенсивность дробления и на размеры образующихся фрагментов пленки (последние являлись зародышами конденсата). Размеры зародышей, по причине их малости, невозможно было измерить в эксперименте, но некоторую косвенную информацию о них можно получить по размерам сконденсировавшихся на них капель (см. п.5). Определение размера капель на

расстоянии 10 см от сопла проводилось посредством измерения диаметра дифракционных колец, которые возникали на экране при просвечивании струи. Для этого использовались красный или зеленый полупроводниковые лазеры (соответствующие: длина волны 650 и 532 нм; мощность 20 и 3 мВт). Измерения показали, что при некоторых условиях в струе образуется субмикронный монодисперсный аэрозоль.

Рассматривалось два варианта расположения сопла по отношению к нагретому сосуду: горизонтальное сопло установленное на боковой стенке сосуда; вертикальное сопло установленное на крышке сосуда. Во втором случае образование пленочного конденсата в сопле шло менее интенсивно, что объяснялось наличием более мощного вертикального конвективного теплового потока от нагретого сосуда, т.е. тем, что температура окружающей среды вблизи сопла во втором случае была несколько выше. Чтобы убедиться в этом был проведен специальный эксперимент по измерению температурного поля вдоль оси горизонтального сопла и вдоль оси вертикального сопла вблизи нагреваемого сосуда. Действительно, на расстоянии ~2 см от сосуда (вблизи среза сопла) превышение температуры около вертикального сопла над температурой около горизонтального сопла составило ~8°C или ~2.5% от температуры пара в сопле. Данные температурные изменения влияют на теплопередачу от стенки сопла окружающему пространству и на массовые расходы конденсата (см. п.4).

Другое отличие между вертикальной и горизонтальной ориентацией сопла связано с действием силы тяжести, которое проявляется в нарушении симметрии распределения конденсата на срезе горизонтального сопла. Внутри сопла (на расстояниях более 4 мм от его среза) отличий не было, т.к. там пленка гораздо тоньше, чем на его краях и ее поведение определяется не массовыми, а поверхностными силами, которые от ориентации сопел не зависят. Если толщина пленки на срезе вертикального сопла одинакова во всех радиальных направлениях, то на срезе горизонтального сопла нижняя часть пленки толще верхней. Более толстая нижняя часть натекающей пленки сильнее взаимодействует с электрическим полем и парогазовым потоком, поэтому в случае горизонтального сопла именно на нижней части пленки происходит интенсивное образование зародышей. В дальнейшем речь пойдет только об экспериментах с горизонтальным соплом.

При низкой комнатной температуре (15-17°C) без подачи напряжения на электрод конденсат пленки образовывал на конце капилляра крупные капли, которые периодически срывались.

При подаче напряжения на электрод и при такой же низкой комнатной температуре (15-17°C) была отмечена пропорциональность между частотой запираания сопла водяной пробкой и потенциалом электрода (см. рис.3). Данное явление объясняется тем, что после достижения определенного значения потенциала сила взаимодействия пленки с электрическим полем возрастает настолько, что слои водного конденсата начинают скапливаться около среза сопла. При этом в сопле возникает дополнительное утолщение пленки и резко возрастает сила его взаимодействия с парогазовым потоком, а течение пленки переходит в пробковый режим. В результате, область утолщения пленки (пробка) разваливается на разнокалиберный аэрозоль. Чем выше потенциал, тем чаще возникают утолщения и тем выше частота прерываний монотонного процесса дробления.

При более высоких комнатных температурах (18-20°C) без подачи напряжения на электрод на конце капилляра крупные капли образовывались и срывались реже, чем при 15-17°C.

При тех же комнатных температурах (18-20°C) и потенциале электрода более 10 кВ пробок в сопле и крупных капель на его срезе не наблюдалось. Вместо капли, на ее месте крепления в микроскоп наблюдалось образование стационарного водяного выступа с размерами гораздо меньше, чем у капли. Необходимо отметить, что в данном режиме происходило интенсивное образование монодисперсного аэрозоля. Перечисленные факты заставляют предположить наличие в данном режиме монотонного процесса дробления пленки на монодисперсные микрокапли (не видимые в микроскоп). Причем, вероятнее всего, монотонное дробление связано с образованием выступа. Кроме того, при значениях потенциала более 20 кВ на выступе наблюдалось свечение, аналогичное свечению коронного разряда на игольчатом электроде.

#### 4. Образование в капилляре пленки конденсата

В этом и последующих разделах будем рассматривать только те эксперименты, которые проводилось с горизонтальным соплом при температуре окружающей среды  $T_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$  и давлении в сосуде 1.4атм. На этом режиме почти нет естественной конденсации в струе. При наличии на электроде потенциала выше 10кВ, минуя режим прерывистой конденсации, сразу реализуется режим сильной стационарной конденсации с монодисперсным аэрозолем, вырастающим на расстоянии 10см от сопла до диаметра  $\sim 2\text{мкм}$ . В перечисленных выше условиях температура капилляра равна  $T_c = 85^{\circ}\text{C}$  (по показаниям корпусной термопары), а средняя по сечению капилляра скорость парогазового потока на срезе сопла –  $v > 10\text{м/с}$ .

Выбор такого режима обусловлен необходимостью определения с наименьшим числом допущений характеристик дробления пленки по характеристикам аэрозоля на расстоянии 10см от сопла.

##### Толщина пленки

С помощью цифрового микроскопа было обнаружено, что в отсутствии электростатического поля на внутренней поверхности капилляра образуется водная пленка, достигающая около среза сопла толщины  $d_3 = 20\text{мкм}$ .

В общем случае теория пленки представлена в [1]. Однако, в нашем случае, пренебрегая гравитационными и некоторыми другими эффектами, можно оценить толщину пленки  $d_t$  по упрощенной формуле из [2]:  $d_t \sim (Kvx/v)^{1/2} < (KvL/v)^{1/2} = 34\text{мкм}$ , где  $K = K(T_c - T_{\infty})$  – безразмерный температурный коэффициент,  $x$  – расстояние, отсчитываемое от стенки сосуда вдоль сопла. Причем, для описанных выше условий:  $K \sim 2$  (см. [2]);  $v \sim 3 \cdot 10^{-7}\text{м}^2/\text{с}$  – кинематическая вязкость воды при температуре около  $100^{\circ}\text{C}$  (см. [3]). Сравнивая  $d_3$  и  $d_t$  приходим к выводу, что эксперимент удовлетворительно согласуется с расчетом.

Из визуальных наблюдений следует, что примерно с расстояния  $x \sim 5\text{мм}$  пленка становится неустойчивой. При этом, хотя пленка и становилась неустойчивой, ее большая часть оставалась на стенках капилляра. В дальнейшем, на срезе сопла пленка образовывала крупную каплю  $R_{\text{кап}} \sim 1\text{мм}$  с периодичностью  $\sim 8\text{с}$  (соответствующая частота срыва капли  $\sim 0.1\text{Гц}$ ).

В самом деле, критическое значение числа Вебера, при котором пленка теряет устойчивость:  $W_{\text{кр}} \sim 10$  (см. [4]), а по нашей оценке  $W \sim \rho_c v^2 R_{\text{внутр}} / \sigma > 1$ , где  $\rho_c \sim 1,8\text{кг/м}^3$  – плотность парогазовой смеси,  $\sigma = 0.073\text{Н/м}$  – поверхностное натяжение поверхности раздела вода/воздух.

##### Скорость течения пленки

Найдем значение скорости натекания пленки  $u$ . Расход воды на образование пленки оценим из формулы:  $q_{\text{пл0}} = 2\pi R_{\text{внутр}} \cdot d_3 \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot u$ . Как уже говорилось, из эксперимента известно, что в случае отсутствия электрического поля на срезе сопла образовывалась полукруглая капля радиуса  $R_{\text{кап}} \sim 1\text{мм}$  за время  $\sim 8\text{с}$ , т.е. пленочный расход составлял  $q_{\text{плЭ}} \sim 2 \cdot 10^{-7}\text{кг/с}$ . Такой расход соответствует скорости натекания пленки  $u \sim 3\text{мм/с}$ .

Сделаем оценку сверху. Пленочный расход воды должен быть меньше полного:  $q_{\text{пл}} \ll q_{\text{п}}$ . Экспериментальные значения полного расхода пара  $q_{\text{п}} = 4.5 \cdot 10^{-5}\text{кг/с}$  приведены на рис.2, т.е. экспериментальный пленочный расход составляет  $\sim 0.5\%$  от полного расхода найденного в эксперименте. С другой стороны, полный массовый расход водяного пара можно оценить, как:  $q_{\text{п}} = \pi \rho_{\text{п}} R_{\text{внутр}}^2 > 5 \cdot 10^{-6}\text{кг/с}$ , где  $\rho_{\text{п}} = 0.58\text{кг/м}^3$  – плотность насыщенного водяного пара при  $100^{\circ}\text{C}$  [3]. Расчетное значение меньше экспериментального в  $\sim 10$  раз. Расхождение могло быть вызвано тем, что: в эксперименте не точно определены скорость в капилляре и полный расход воды; в расчетах была произведена замена пересыщенного пара насыщенным.

Из неравенства  $q_{\text{пл}} \ll q_{\text{п}}$ , формул расхода пара и пленки скорость пленки должна быть ограничена сверху: для экспериментального значения расхода пара –  $u < 70\text{см/с}$ , т.е. найденная выше скорость натекания пленки не противоречит оценкам сверху.

Скорость пленки и пленочный расход также можно рассчитать по тепловому балансу. Действительно, тепло в единицу времени, выделяемое при конденсации  $Q_+$ , передается окружающему пространству посредством: ламинарного конвективного теплообмена  $Q_k$ , рассчитываемого по эмпирическим формулам из [5], и теплового излучения  $Q_t$ . Расход тепла выделяемого при конденсации равен  $Q_+ = q_{пл}N$ , где  $N = 2.3 \text{ МДж/кг}$  - удельная теплота испарения воды [3]. Теплоотдача окружающему пространству от горизонтального капилляра в случае ламинарного конвективного теплообмена (см. [5]) записывается следующим образом:  $Q_k = \alpha \cdot (T_c - T_\infty) \cdot 2\pi R_{внеш} \cdot L = 1.0 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/с}$ , где  $\alpha = Nu \cdot \lambda / L = 0.34 \text{ Дж/(м}^2 \cdot \text{с} \cdot ^\circ\text{C)}$  – коэффициент теплопередачи,  $Nu = 0.7$  - число Нуссельта,  $\lambda = 0.745 \text{ Вт/(м} \cdot ^\circ\text{C)}$  – коэффициент теплопроводности стекла (см. [5]). Степень черноты стеклянного капилляра, на котором есть внутренняя водяная пленка, неизвестна, поэтому для оценки будем считать ее равной 1. Внешний радиус капилляра  $R_{внеш} \sim 1 \text{ мм}$ , поэтому тепловое излучение дает  $Q_t = \sigma_{СТ} \cdot (T_c^4 - T_\infty^4) \cdot 2\pi R_{внеш} \cdot L = 5.8 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/с}$ , где  $\sigma_{СТ} = 5.671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{K}^4$  - коэффициент Стефана-Больцмана. Окончательно, для горизонтального расположения максимальная теплоотдача  $Q_+ = Q_k + Q_t = 68 \text{ мДж/с}$ .

Расчет баланса тепла дает скорость натекания пленки  $u_{пл} = 0.7 \text{ мм/с}$ , пленочный расход -  $q_{пл} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ кг/с}$ . Оценкам сверху это не противоречит, однако скорость пленки и пленочный расход, рассчитанный по балансу тепла, занижен примерно в 4 раза по сравнению с экспериментальными данными. При этом линейные размеры капли, натекающей за 8с, определенные по расчетному пленочному расходу, оказываются в 2 раза меньше наблюдаемых размеров. Расхождения могли быть вызваны не учетом наличия течения окружающего воздуха вдоль сопла от стенок нагретого сосуда, что нарушало ламинарный конвективный теплообмен.

### Взаимодействие парогазового течения и пленки в капилляре

Определим характер течения газа в капилляре по числу Рейнольдса:  $Re = 2R_{внутр}v/v_c$ . Можно записать для кинематической вязкости бинарной смеси:  $v_1 < v_c < v_2$ , где  $v_1 = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $v_2 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  – кинематические вязкости воздуха и насыщенного водяного пара при температуре около  $90^\circ\text{C}$  [5]. При вязкости смеси  $v_c \sim 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  получим  $Re \sim 600 < Re_{кр} = 1900$ , а, значит, течение паровоздушной смеси в капилляре ламинарное (см. [6]).

Считая течение ламинарным найдем перепад давления в капилляре по формуле Пуазейля (см. [6]):  $\Delta p = 8v_c q_{пв} L / (\pi R_{внутр}^4) \sim 200 \text{ Па}$ , где  $q_{пв} = \pi R_{внутр}^2 \rho_c v \sim 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с}$  – расчетный расход паро-воздушной смеси,  $\rho_c = \rho_{п} + \rho_{возд} \sim 1.8 \text{ кг/м}^3$  – плотность паровоздушной смеси. Тогда сила трения действующая на пленку в капилляре со стороны парогазового потока равна:  $F_{капил} = \Delta p \pi R_{внутр}^2 \sim 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ Н}$  (1).

## 5. Образование микрокапель при дроблении пленки в парогазовом потоке в присутствии сильного электрического поля

### Напряженность поля вблизи сопла

Внешнее поле создавалось кольцевым не коронирующим электродом (радиус кольца  $r_k = 5 \text{ мм}$ , толщина проволоки  $d_k = 0.5 \text{ мм}$ ). Будем рассматривать случай, когда электрод находился на расстоянии  $r = 1 \text{ см}$  от сопла (на его оси) и имел отрицательный потенциал  $\phi_0 = 20 \text{ кВ}$ .

Напряженность на сопле равна напряженности на оси бесконечно-тонкого кольца:  $E_{внеш} = (4\pi\epsilon_0)^{-1} \cdot Q \cdot r / (r^2 + r_k^2)^{3/2}$ , где  $Q$  – заряд на кольце.

Напряженность  $E_0$  и потенциал  $\phi_0$  в каждой точке кольца связаны между собой следующим образом:  $\phi_0 = 2E_0 \cdot r_k$ , т.к.  $E_0 = \int_0^{2\pi} J \cdot d(\Theta) / \sin(\Theta/2)$ ,  $\phi_0 = 2 \int_0^{2\pi} J \cdot r_k \cdot d(\Theta) / \sin(\Theta/2)$ , где

$J = Q / [16\pi^2 \epsilon_0 (r_k)^2]$ . С другой стороны, напряженность в точке на поверхности кольца толщиной  $d_k \ll r_k$  приближенно рассчитывается, как напряженность на расстоянии  $0.5d_k$  от бесконечной, тонкой равномерно заряженной нити -  $E_0 = Q / [2\pi^2 \epsilon_0 r_k d_k]$ .

Используя связь между потенциалом и напряженностью на кольце -  $\varphi_0 = 2E_0 \cdot r_k$  и оценку для нити -  $E_0 = Q / (2\pi^2 \varepsilon_0 r_k d_k)$  можно найти заряд  $Q$  и подставить его значение в формулу напряженности на оси тонкого кольца:  $E_{\text{внеш}} = 0.25\pi \cdot \varphi_0 \cdot r_k \cdot d_k / (r^2 + r_k^2)^{3/2} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ В/м}$  (2), где  $d_k = 0.5 \text{ мм}$  – диаметр проволоки кольца,  $r_k = 5 \text{ мм}$  – радиус кольца.

### Заряды, наводящиеся на поверхность воды

Поскольку дистиллированная вода – полярный диэлектрик, то при ее помещении в электростатическое поле происходит явление ориентационной поляризации. При этом на поверхности воды выделяются связанные заряды. Плотность связанных зарядов на поверхности перпендикулярной к линиям напряженности поля находится по известной формуле:  $\sigma_{\text{связ}} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E_{\text{внеш}} / \varepsilon \approx \varepsilon_0 E_{\text{внеш}}$ , т.к.  $\varepsilon = 81$  – диэлектрическая проницаемость воды.

С другой стороны, вода в нашем эксперименте из-за высокой температуры и примесей является проводником, поэтому, если сосуд с водой заземлен, то при помещении сосуда в электростатическое поле ориентированное нормально к поверхности воды возможно выделение свободных зарядов  $\sigma_{\text{своб}} = \varepsilon_0 E_{\text{внеш}} / \varepsilon$ . Связанные заряды, выделяющиеся на поверхности воды, гораздо больше свободных:  $\sigma_{\text{связ}} \approx \varepsilon \sigma_{\text{своб}}$ . Из (2) найдем максимальную плотность свободного и связанного положительных зарядов на водной поверхности:  $\sigma_{\text{своб}} \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/м}^2$ ,  $\sigma_{\text{связ}} \sim 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2$ .

Однако эти соотношения могут выполняться только, если время перераспределения связанных зарядов меньше времени перераспределения свободных зарядов. В противном случае вода ведет себя, как металл и выделяются только свободные заряды  $\sigma_{\text{своб}} \approx \varepsilon_0 E_{\text{внеш}} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2$ . Заранее неизвестно какая именно ситуация реализуется, поэтому мы получим довольно грубую оценку  $5 \cdot 10^{-9} \text{ Кл/м}^2 < \sigma_{\text{своб}} < 4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2$  (3).

### Динамика натекающей капли в сильном электрическом поле

Наблюдения показали, что при возникновении электростатического поля соответствующего оценке (2) капля воды радиуса  $\sim 1 \text{ мм}$ , натекающая на конец капилляра, практически мгновенно трансформировалась в небольшой выступ на срезе сопла длиной  $\sim 50 \text{ мкм}$ , ориентированный по направлению к электроду (см. рис.4).

Можно предложить следующий механизм данного явления: капля поляризуется при наложении внешнего электростатического поля и из-за кулоновского взаимодействия вытягивается вдоль вектора напряженности. При этом она попадает в область парогазовой струи. Попадая в область потока, вытянутая капля теряет гидродинамическую устойчивость, начинает дробиться и уменьшается в объеме до тех пор, пока не станет устойчивой. После всех изменений вместо капли на конце капилляра образуется устойчивый симметричный водяной выступ.

В начальный момент после появления поля капля не успевает деформироваться, а ее форма, слабо отличающаяся от полусферы, определяется только силами поверхностного натяжения со стороны сопла и силой инерции, возникающей из-за торможения жидкости в капле. Силы трения между поверхностью капли и паровоздушным потоком можно не учитывать, т.к. капля свисает с капилляра и находится не в потоке.

Итак, не скомпенсированная сила электростатического взаимодействия оценивается из формул (2) и (3):  $F_{\text{эл}} = (q_{\text{своб}} + q_{\text{связ}})E_{\text{внеш}} \sim (\sigma_{\text{своб}} + \sigma_{\text{связ}})E_{\text{внеш}} \cdot \pi R_{\text{кап}}^2 \sim 6 \cdot 10^{-8} \text{ Н}$ . Эта сила вызывает ускорение центра масс капли:  $a_k = 3F_{\text{эл}} / (2\rho_{\text{ж}} \pi R_{\text{кап}}^3) \sim 0.03 \text{ м/с}^2$ . Время трансформации капли в водяной выступ оценим как время перемещения центра масс водяного образования на расстояние  $R_{\text{кап}}$ , т.к. длина выступа гораздо меньше радиуса капли и ей можно пренебречь:  $t \sim (R_{\text{кап}} / a_k)^{1/2} \sim 0.15 \text{ с}$ . Величина  $t$  порядка времени реакции глаза, т.е. наблюдатель не заметит временного интервала между моментами появления электростатического поля и окончанием трансформации капли в выступ, что согласуется с наблюдениями.

## Качественное объяснение механизма образования микрокапель

Наблюдения показали, что после появления около сопла электростатического поля, величина которого определена формулой (2), обратное рассеяние лазерного излучения в струе резко возрастало. Это свидетельствовало о появлении зародышей конденсации, размеры которых гораздо меньше длины волны лазера, т.е. меньше 0.5мкм. При этом на расстоянии 10см от сопла прямое рассеяние давало дифракционную картину на экране в виде 1-го – 2-ух дифракционных колец видимых невооруженным глазом. По их радиусам и распределению интенсивности можно было определить размер монодисперсного аэрозоля ~2мкм. Из этих наблюдений следует, что монодисперсный аэрозоль вырастал на центрах гетерогенной конденсации (на микрокаплях) образующихся около среза сопла под воздействием поля.

Предположим, что из-за обтекания выступа парогазовым потоком на его поверхности возникают капиллярные возмущения (см. рис. 5). В силу симметричности выступа он является резонатором и усилителем капиллярных возмущений. Волны в резонаторе всегда усиливаются в некотором конечном диапазоне частот. Волны не монохроматичны, и когерентны лишь в определенной локальной области, и только в ней могут интерферировать между собой. Эта область интерференции находится на кончике выступа.

В результате увеличения амплитуды волн на кончике выступа, с их пиков начинают срываться микрокапли (см. рис.5,6). После срыва с гребней волн, микрокапли будут продолжать совершать колебания, причем основная частота колебаний капли совпадает с частотой капиллярных возмущений пленки. Взяв для оценки наименьшую частоту колебаний микрокапли, как наиболее легко возбуждаемую (см. [6])  $\omega_{\min}^2 = 8\sigma/(R_{k0}^3 \cdot \rho_{\text{ж}})$  (4), и приравняв ее к частоте капиллярных волн на поверхности полубесконечного пространства (см. [6])  $\omega^2 = 8\pi^3\sigma/(\lambda^3 \rho_{\text{ж}})$  (5), придем к выводу, что  $\lambda = \pi R_{k0}$  (6), где  $R_{k0}$  – начальный радиус капли.

Проверим связь длины волны и радиуса микрокапли. Приблизительно пик усиленной волны будем считать четырехгранной пирамидой с высотой равной амплитуде  $A$  и длиной стороны основания равной длине волны  $\lambda$ . Если капля отрывается от пика стоячей волны, то массовые силы инерции должны хотя бы слегка превышать силы поверхностного натяжения (сила связанная с поляризацией пика стоячей волны в электрическом поле гораздо меньше и ее можно не учитывать):  $m_{\text{пика}} a = m_{\text{пика}} A \omega^2 / 3 \sim 4\lambda \sigma$  (7) (коэффициент 1/3 появляется из-за того, что у пирамиды центр масс расположен на 1/3 высоты). Частоту колебаний в формулу (7) подставим из формулы (5). Массу пика в формуле (7) найдем, как объем пирамиды  $A \cdot \lambda^2 / 3$  умноженный на плотность воды  $\rho_{\text{ж}}$ . Поскольку объем пика стоячей волны должен быть приблизительно равен объему капли  $A \cdot \lambda^2 / 3 \sim 4\pi R_{k0}^3 / 3$ , то из этого соотношения можно выразить амплитуду и подставить ее в формулу (7). Тогда получим:  $2.97 \cdot R_{k0} \sim \lambda$ . Данная оценка хорошо согласуется с формулой (6) и косвенно подтверждает ее.

Будем считать, что микрокапли срываются одновременно со всех пиков усиленных двумерных волн, которые образуются на кончике выступа, но отрыв происходит не через каждый период колебаний, а только через каждые  $f$  периодов, которые необходимы для усиления амплитуды волн до некоторого значения  $A$ . Приравняем расход пленки к расходу образующихся микрокапель массой  $m_0$  каждая:  $q_{\text{пл}} = m_0(dN/dt)$  (8), где  $dN/dt$  - число микрокапель, генерируемых с выступа в единицу времени. Из формулы (6) следует, что  $m_0 = (4/3) \cdot \rho_{\text{ж}} \pi R_{k0}^3 = (4/3) \cdot \rho_{\text{ж}} \pi^2 \lambda^3$  (9).

С другой стороны,  $dN/dt$  – число двумерных пиков, с которых срываются микрокапли, отнесенное к величине  $T = 2\pi/\omega = [\rho_{\text{ж}} \lambda^3 / (2\pi\sigma)]^{1/2}$  ( $T$  - время возникновения пиков, которое найдено из (5)):  $dN/dt = S/(T \cdot f \cdot \lambda^2) = (S/f) \cdot [2\sigma/(\pi \rho_{\text{ж}} \lambda^7)]^{1/2}$  (10). Окончательно из (8)-(10) получим:  $q_{\text{пл}} = (S/f) \cdot [32\sigma \rho_{\text{ж}} / (9\pi^5 \lambda)]^{1/2}$  или  $\lambda = 32\sigma S^2 \cdot \rho_{\text{ж}} / (9\pi^5 f^2 q_{\text{пл}}^2) = 6.57 \cdot 10^{14} \text{ м} \cdot (S^2/f^2)$  (11) (данные о пленочном расходе взяты из эксперимента).

## Оценки размеров микрокапель

В формуле (11) неизвестна площадь торца выступа. Диаметр  $D$  кончика выступа должен быть не больше диаметра его основания, а последний совпадает с толщиной пленки  $d$ , поэтому  $D < 20\text{мкм}$ . В этом случае площадь торца кончика выступа можно оценить сверху, как площадь полусферы –  $S < \pi d^2 / 2 \sim 800\text{мкм}^2$  (12). Таким образом, длину капиллярной волны, с которой

срывается микрокапля, и радиус образующейся микрокапли можно оценить, как:  $\lambda f^2 < 12.8 \text{ мкм}$  - из (11) и (12),  $R_{k0} f^2 < 4.1 \text{ мкм}$  - из (6). Для частоты из (5) справедлива следующая оценка:  $f^3 \omega > 3 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$ .

В эксперименте по дифракционным кольцам измерялся размер капель на расстоянии 10 см от сопла. Диаметр капель оказался равен  $2R_k = 2 \text{ мкм}$ . Время перемещения капель на дистанцию  $r = 10 \text{ см}$  в струе происходит за промежуток времени  $t \sim r/v = 0.01 - 0.1 \text{ с}$ , т.к. скорость в струе на данной дистанции уменьшается от 10 м/с до 1 м/с. Этого времени недостаточно для развития коагуляции (см. [7]), т.е. число капель проходящих через заданное сечение струи за единицу времени не уменьшается. Поскольку электрод не коронирующий, то ионов (дополнительных зародышей капель) в струе будет незначительное количество, т.е. число капель проходящих через заданное сечение струи за единицу времени не увеличивается. Тем не менее, данного времени достаточно для развития электростимулированной конденсации на микрокаплях сорванных с выступа (т.е. происходит рост размеров капель). Как показали эксперименты, на расстояниях более 10 см от сопла рост капель прекращается, а, значит, полный расход пара в струе на расстояниях более 10 см (см. рис.2) приблизительно равен расходу воды в каплях  $q_{пл}$ . Таким образом:  $dN/dt = q_{пл}/(\rho_{ж} \cdot (4/3)\pi \cdot R_k^3) = q_{пл}/(\rho_{ж} \cdot (4/3)\pi \cdot R_{k0}^3) \sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (13). Из уравнения (13) начальный размер микрокапли равен  $R_{k01} = 0.16 \text{ мкм}$  (первая оценка). Соответственно по формулам (5) и (6) –  $\lambda_1 \sim 0.5 \text{ мкм}$  и  $\omega_1 \sim 4.5 \cdot 10^8 \text{ Гц}$ . Тогда, из формулы (11) имеем  $S/f = 27.6 \text{ мкм}^2$ , где  $f < 5$ , т.е.  $S < 134 \text{ мкм}^2$  или по формуле (12) диаметр торца  $D < 12 \text{ мкм}$ .

Приравнивая формулы (13) и (10), а также учитывая значение  $S/f = 27.6 \text{ мкм}^2$ , получим вторую оценку для длины волны  $\lambda_2 \sim 0.31 \text{ мкм}$ , а по формуле (6) для микрокапли  $R_{k02} \sim 0.1 \text{ мкм}$ . Кроме того, радиус микрокапли должен быть меньше радиуса капли на расстоянии 10 см от сопла, т.е. должна выполняться третья оценка -  $R_{k03} < 1 \text{ мкм}$ ,  $\omega_3 > 2.4 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$ ,  $\lambda_3 < 3.2 \text{ мкм}$  (это необходимое условие).

Сравнивая все три оценки между собой, видим, что по порядку величины они согласуются. В дальнейшем все расчеты будем проводить для первой оценки, т.к. при ней было сделано наименьшее число допущений.

Расчеты по формуле капельного расхода воды  $q = m_k n_k S v$  (14) говорят о том, что около торца выступа в виде микрокапель содержится  $m_{k0} n_{k0} \sim 25 \text{ кг/м}^3 \ll \rho_{ж} \text{ воды}$ , а их концентрация –  $n_{k0} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  (т.к. скорость капель  $v \sim 10 \text{ м/с}$ , площадь поперечного сечения струи капель  $S < 800 \text{ мкм}^2$ , начальный радиус микрокапель  $R_{k0} = 0.16 \text{ мкм}$ , расход воды в микрокаплях -  $q_{пл} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ кг/с}$ ), а на расстоянии 10 см от сопла –  $m_k n_k \sim 0.025 \text{ г/м}^3 \ll \rho_{ж}$ ,  $n_k \sim 6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$  (т.к. скорость капель  $v \sim 1 \text{ м/с}$ , площадь поперечного сечения струи  $S \sim 20 \text{ см}^2$ , радиус капель  $R_k \sim 1 \text{ мкм}$ , расход воды в каплях -  $q_{пл} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с}$ ).

### Возникновение вторичной короны при образовании микрокапель

Значению плотности свободного заряда на выступе из формулы (3) в моменты времени, когда пики усиленных волн отсутствуют и поверхность торца выступа гладкая, соответствует положительный заряд:  $q_{своб} \sim \sigma_{своб} D^2 \sim 7.5 \cdot 10^{-19} - 6 \cdot 10^{-17} \text{ Кл} \sim 4 - 320 e$  (15). В те моменты времени, когда на выступе пики усиленных волн достигают максимальных значений, весь свободный заряд выступа стремится распределиться по этим пикам. В силу дискретной природы свободного заряда, он может оказаться не более чем на 320-ти пиках, но и не менее чем на одном из них. Причем, вероятнее всего, эти пики будут расположены в центре торца, т.к. центральные пики ближе остальных по отношению к электроду. Описанное выше явление может наблюдаться только в том случае, если свободный заряд успеет перераспределиться за время менее времени образования пика.

Оценим характерное время  $\tau$  перераспределения свободных зарядов по поверхности водяного выступа:  $\tau = \epsilon_0 \epsilon \cdot \rho_{сопр. воды}$  (16), где  $\rho_{сопр. воды} = 204 \pm 4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  – удельное сопротивление воды используемой в эксперименте при температуре  $12^\circ \text{C}$  (данные получены из анализа воды в химической лаборатории ЦИАМ). В эксперименте вода нагревалась примерно до  $100^\circ \text{C}$ , а, значит, происходила ее частичная диссоциация на ионы гидроксильной группы и ионы водорода, что должно приводить к уменьшению удельного сопротивления. Так при нагреве с  $0^\circ \text{C}$  до  $50^\circ \text{C}$

сопротивление дистиллированной воды уменьшается в 12.5 раз (см. [8]). Учитывая нагрев воды в эксперименте до  $\sim 100^\circ\text{C}$ , необходимо уменьшить  $\rho_{\text{сопр.воды}}$ , примерно в 20 раз. Окончательно, по формуле (16)  $\tau = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \rho_{\text{сопр.воды}} / 20 \sim 10^{-8} \text{ с}$ .

Как упоминалось выше, перераспределение свободного заряда успеет произойти, если:  $\tau < T$ , где  $T = f[\lambda^3 \rho_{\text{ж}} / 2\pi\sigma]^{1/2}$  - временной промежуток между последовательным образованием двух капель с одного и того же пика усиленной волны (см. (5)). Применяя формулу (16) и учитывая оценку  $f < 5$ , приходим к выводу, что неравенство реализуется только в случае:  $\lambda > [2\pi\sigma\tau^2 / (f^2 \rho_{\text{ж}})]^{1/3} > 0.02 \text{ мкм}$ . Последний результат не противоречит оценке  $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$ .

Таким образом, на тех пиках усиленных двумерных волн, на которых локализовался свободный заряд, становится возможен или отрыв микрокапли заряженной в пределах  $+1e \leq q \leq +320e$ , или отрыв микрокапли сопровождающийся стеканием заряда  $q$  и образованием вторичной короны. Визуальные наблюдения показали, что для кольцевого электрода на удалении  $r = 1 \text{ см}$  от сопла при  $\varphi_0 \approx 20 \text{ кВ}$  действительно наблюдается свечение вторичной короны.

Известно, что для сухого воздуха напряженность пробоя  $E_{\text{пр}} = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м см}$ . [3]. В нашем случае для влажного воздуха этот показатель должен быть даже несколько ниже. Пробой наиболее вероятен на участке с максимальной кривизной. Максимальная кривизна водной поверхности пика достигается на перемычке между ним и микрокаплей в момент отрыва последней (см. рис. 6).

Найдем диаметр перемычки  $D_{\text{пр}}$  необходимый для того, чтобы произошел пробой:  $E_{\text{собст}} \sim q / (\pi \varepsilon_0 D_{\text{пр}}^2) \sim E_{\text{пр}}$ . Необходимое значение диаметра перемычки находится в пределах  $0.4 \text{ мкм} < D_{\text{пр}} < 32 \text{ мкм}$  (из-за неопределенности заряда на пике). Так как диаметр перемычки не может быть больше  $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$ , то для организации пробоя достаточно заряда на пике  $+1e$ . Схожая модель образования ионов с жидких выступов представлена в работах [9], [10].

Для наблюдателя процесс пробоя из-за его высокой частоты будет казаться непрерывным во времени и выглядеть, как монотонное свечение плазменной области с линейными размерами  $\sim 0.5 \text{ мкм} \times 0.5 \text{ мкм}$  - площадь основания пика, что подтверждается визуальными наблюдениями.

### Динамика водяного выступа

Оценим силы, действующие на выступ вдоль потока при наличии электростатического поля. Для этого необходимо знать длину выступа. Она может быть определена теоретически из [11], как длина жидкого устойчивого цилиндра диаметра  $D$ :  $L_{\text{выст}} \sim \pi D = 38\text{-}63 \text{ мкм}$ .

На выступ вдоль по потоку действует сила трения, получаемая из (1) через пропорцию площадей:  $F_{\text{выст}} \sim F_{\text{капил}} \cdot [\pi D L_{\text{выст}} / (2\pi R_{\text{внутр}} L)] \sim 0.3\text{-}1 \cdot 10^{-10} \text{ Н}$ .

Сила поверхностного натяжения, действующая на выступ со стороны капилляра против потока, равна  $F_{\text{нат.}} \sim \pi d \sigma = 4.4 \cdot 10^{-6} \text{ Н}$ .

На выступ в момент отрыва капель вдоль по потоку действуют силы натяжения от перемычек соединяющих отрывающиеся капли с пиками усиленных волн:  $F_{\text{капель}} \sim \pi \sigma D_{\text{пр}} [D^2 / (\lambda^2 f)] = 10^{-5} \text{ Н}$ .

Если бы микрокапли не отрывались от выступа, то на него действовала бы вдоль по потоку сила инерции  $F_{\text{ин}} = \rho_{\text{ж}} \pi D^2 u_{\text{выст}}^2 / 8 \sim 10^{-9} \text{ Н}$ , поскольку вода в основании выступа движется со скоростью  $u_{\text{выст}} = u \cdot [2R_{\text{внутр}} / d] \sim 0.15 \text{ м/с}$ , а на торце выступа покоится. При отрыве микрокапель сила инерции уменьшается, и в дальнейшем ее учитывать не будем.

Наконец, на выступ действует сила электрического взаимодействия  $F_{\text{эл}} = (q_{\text{своб}} + q_{\text{связ}}) E_{\text{внеш}} \sim 10^{-12} \text{ Н}$  (вычисления производились, аналогично расчетам сделанным для капли).

Поскольку равновесие выступа вдоль оси симметрии должны обеспечивать все перечисленные выше силы, то можно написать:  $F_{\text{капель}} + F_{\text{ин}} + F_{\text{эл}} + F_{\text{выст}} - F_{\text{нат}} = 0$  или приближенно  $F_{\text{капель}} - F_{\text{нат}} \approx 0$ . Действительно, по порядку величин уравнение выполняется, что для оценок является вполне удовлетворительным. При исчезновении электростатического поля исчезнут силы:  $F_{\text{капель}}$  и  $F_{\text{эл}}$ . Возникнет разность сил, определяющих ускорение, с которым будет сокращаться выступ:  $a_{\text{в}} \sim 4(F_{\text{нат}}) / (\rho_{\text{ж}} \pi D^2 L_{\text{выст}}) \sim 10^5 \text{ м/с}^2$ . Исчезновение выступа произойдет за время:  $t \sim [2L_{\text{выст}} / a_{\text{в}}]^{1/2} \sim 3 \text{ мкс}$ , которое гораздо меньше реакции глаза, поэтому данное явление



наблюдатель зарегистрировать не сумеет, что подтверждалось на практике. С другой стороны, время исчезновения выступа сопоставимо со временем распространения капиллярной волны на длину выступа.

По определению (см. [6]) групповая скорость распространения пакета волн равна  $v_{\text{волны}} = d\omega/dk$ . С учетом формулы (5) и оценки длины усиленной волны  $\lambda = 0.5 \text{ мкм}$ , имеем скорость распространения капиллярных возмущений по выступу:  $v_{\text{волны}} = (2\pi\sigma/\lambda\rho_{\text{ж}})^{1/2} \sim 34 \text{ м/с}$ , т.е. возмущения распространяются по выступу за время  $L/v_{\text{волны}} \sim 2 \text{ мкс}$ , что подтверждает первую оценку времени исчезновения выступа. Видно, что время трансформации капли значительно больше времени исчезновения выступа. Это происходит из-за их сильного отличия в размерах и, следовательно, из-за сильного отличия их инерционных свойств.

### Добротность водяного выступа и монодисперсность микрокапель

Полученная ранее формула (6) о соотношении длины капиллярной волны и радиуса микрокапли позволяет предположить, что микрокапли обладают малым разбросом по размерам. Действительно, из всего спектра капиллярных волн, только усиленные волны могут привести к отрыву микрокапель. В свою очередь, капиллярные волны усиливаются только в определенном, достаточно узком диапазоне частот  $\Delta\omega$  (или диапазоне длин волн  $\Delta\lambda$ ).

Требование когерентности бегущих капиллярных волн равнозначно следующему условию: характерный линейный размер области усиления волн (торец выступа) должен быть меньше длины когерентности (см. [8])  $D < \lambda^2/(2\Delta\lambda)$  (17). Из формулы (17) при  $D \sim 12 \text{ мкм}$  и  $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$  ширина спектра резонирующих волн равна  $\Delta\lambda < 0.01 \text{ мкм}$ , а добротность выступа, как резонатора (см. (5)), равна  $Q = \omega/\Delta\omega = 2\lambda/(3\Delta\lambda) > 17$  (18).

Для плоской поверхности раздела фаз добротность капиллярных колебаний (см. [6])  $Q^* = 2\pi/(1 - \exp(-4\pi\beta/\omega)) \sim 6$ , где  $\beta = 2\eta\omega^{4/3}/(\rho_{\text{ж}}^{1/3}\sigma^{2/3}) = 1.3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  – коэффициент затухания по амплитуде,  $\eta = \rho_{\text{ж}}\nu = 3 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}\cdot\text{с}$  – динамическая вязкость воды. Такое отличие величин добротности  $Q$  и  $Q^*$  не может быть объяснено без учета влияния формы выступа. Разброс микрокапель по размерам оценим из формул (6) и (18), как:  $\Delta R_{\text{к0}}/R_{\text{к0}} = \Delta\lambda/\lambda = 1/(1.5 \cdot Q) < 4\%$  (19).

Дальнейший рост капель из-за конденсации на них водяного пара, как известно, приводит к дополнительному сглаживанию процента разброса (см. [7]), что объясняет монодисперсность аэрозоля в струе.

Если описанный механизм формирования микрокапель в целом верен, то изменением величины поля можно добиться изменения формы выступа и тем самым перестроить его резонансную кривую (резонансная частота и уширение), а, значит, изменить средний размер капель аэрозоля, его дисперсность и количество генерируемых микрокапель в единицу времени.

### Оценка амплитуд усиленных волн на выступе и начальных капиллярных возмущений

Из равенства объемов пика усиленной волны и микрокапли  $A\lambda^2/3 \sim 4\pi R_{\text{к0}}^3/3$  и из формулы (6) амплитуда усиленной волны будет равна  $A = 4\lambda/\pi^2 \sim 0.23 \text{ мкм}$  (20), что всего лишь в 2 раза меньше длины волны. Это говорит о том, что точная теория таких колебаний будет нелинейной, а сами колебания будут не гармоническими. Из формул (19) и (20) следует, что разброс амплитуд усиленных волн  $\Delta A/A < 4\%$ .

Отметим, что при  $\omega = 4.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$ , микрокапли, чтобы не касаться друг-друга, должны иметь начальную скорость такую, чтобы пролетать расстояние равное диаметру капли меньше чем за период колебаний:  $v_{\text{к}} > R_{\text{к}}\omega/\pi \sim 50 \text{ м/с}$ . С другой стороны, начальная скорость микрокапли приблизительно равна максимальной скорости центра масс пика волны –  $A\omega/3 \sim 67 \text{ м/с}$ .

Эти результаты одного порядка, что косвенно подтверждает правильность оценки амплитуды  $A$ .

Амплитуда возникающих капиллярных возмущений, которые подходят для условий их усиления на выступе, в  $Q$  раз меньше амплитуды самих усиленных волн. Таким образом, амплитуда начальных капиллярных возмущений на частоте  $\omega = 4.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$  оценивается сверху:  $A_0 \pm \Delta A_0 \sim (A \pm \Delta A)/Q < 0.012 \text{ мкм} \pm 4\% \ll \lambda$ , т.е. для начальных капиллярных возмущений обеспечивается их мелкость, и применение линейной теории колебаний оправдано.

При найденной частоте проникновение капиллярных возмущений вглубь водяной пленки оценивается (см. [6]), как:  $\delta = [2\nu/\omega] \sim 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ мкм} \ll d$ , т.е. в нашем случае пленку толщиной 20 мкм можно считать полубесконечным пространством, что подтверждает применимость формулы (5).

## 6. Заключение

Удалось выяснить, что в данной экспериментальной установке:

- 1) при наличии около сопла электрического поля ( $E \sim 5 \cdot 10^4 \text{ В/м}$ ), при низких комнатных температурах  $\sim 15^\circ\text{C}$  преобладает прерывистое дробление пленки конденсата на разнокалиберные фрагменты;
- 2) при комнатной температуре  $\sim 20^\circ\text{C}$  и напряженности  $E \sim 5 \cdot 10^4 \text{ В/м}$  преобладает стационарное дробление пленки конденсата на монодисперсные микрокапли;
- 3) монодисперсность микрокапель и сконденсировавшихся на них позднее капель аэрозоля объясняется резонансными эффектами, возникающими в пленке на срезе сопла под воздействием сильного электрического поля;
- 4) при напряженности  $E > 5 \cdot 10^4 \text{ В/м}$  развивается вторичная корона в пленке на срезе сопла.

Результаты проведенных экспериментов и теоретические оценки по пунктам 2) - 4) дали удовлетворительное совпадение.

## Литература

1. В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, И.Р. Шрейбер, “Волновая динамика газо и парожидкостных сред”, Энергоатомиздат, Москва, 1990.
2. С.Ф. Чекмарев “Течение и теплообмен в жидкой пленке масла, стекающего по стенке пароструйного вакуумного насоса”, Сборник “Газодинамика процессов струйной вакуумной откачки” под ред. С.С. Кутателадзе, Новосибирск, 1985, стр.188.
3. Физические величины, справочник/ под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, М., Энергоатомиздат, 1991г.
4. В.А. Azzopardi, “Drops in annular two-phase flow”, Int.J. Multiphase Flow, Vol. 23, Suppl., pp.1-53, 1997.
5. М.А. Михеев, И.М. Михеева, “Основы теплопередачи”, Изд. “Энергия”, Москва, 1973г.
6. Л. Ландау, Е. Лившиц “Механика сплошных сред”, ОГИЗ, Москва-Ленинград, 1944.
7. В.Г. Левич, Физико-химическая гидродинамика, Гос. изд. физ.-мат. лит., Москва, 1959.
8. В.И. Перельман, “Краткий справочник химика”, Госхимиздат, Москва, 1963.
9. А.Б. Ватажин, В.А. Лихтер, В.И. Шульгин, “Экспериментальное исследование взаимодействия электрически заряженной жидкокапельной дисперсной фазы с турбулентной паровоздушной струей”, МЖГ, №4, 2000г.
10. М.Д. Габович, “Жидкометаллические эмиттеры ионов”, УФН, том 140, вып.1, 1983г.
11. В.А. Саранин, “Равновесие жидкостей и его устойчивость”, Изд. Институт компьютерных исследований, Москва, 2002.

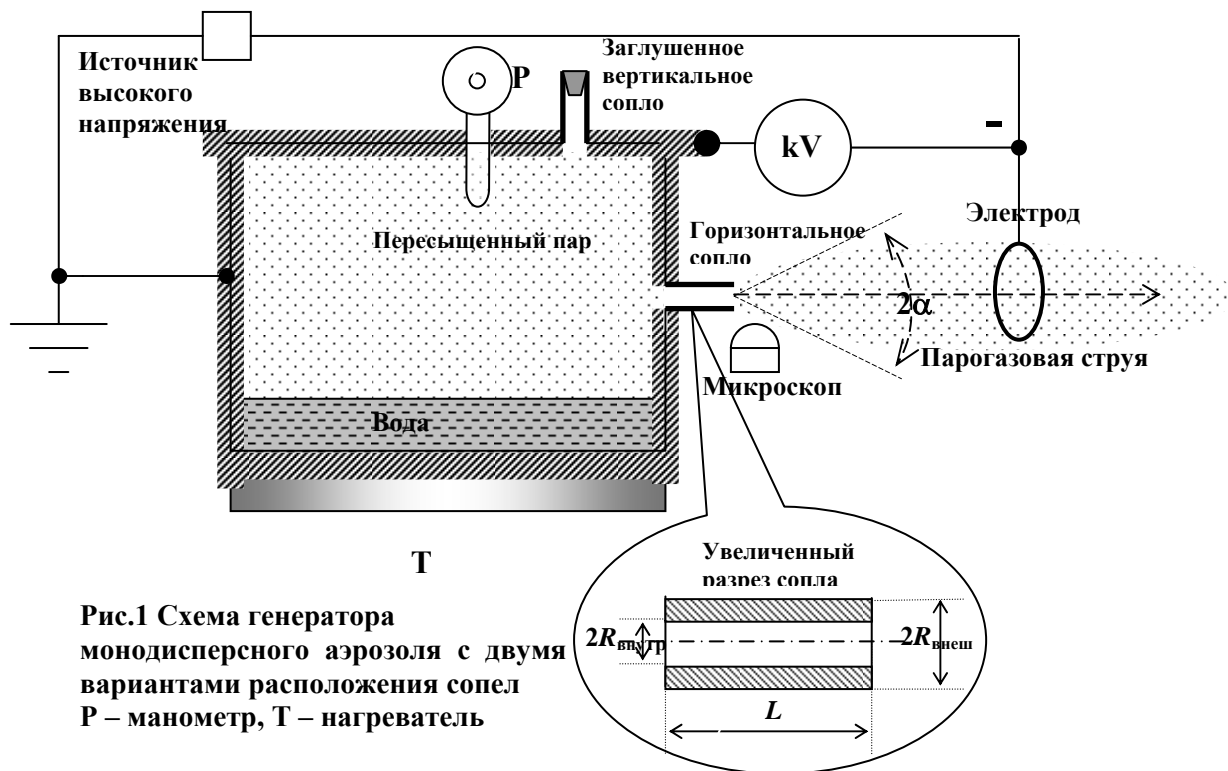


Рис.1 Схема генератора монодисперсного аэрозоля с двумя вариантами расположения сопел  
Р – манометр, Т – нагреватель

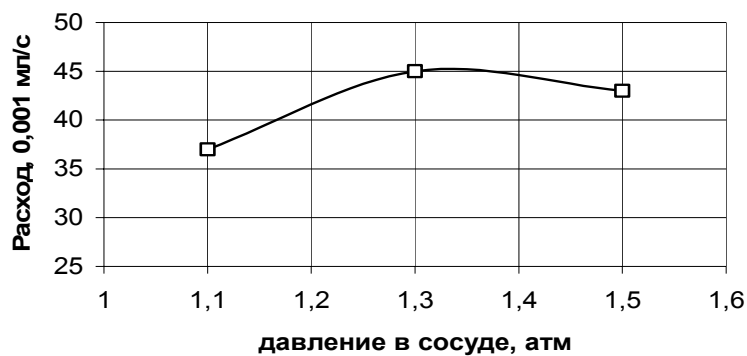
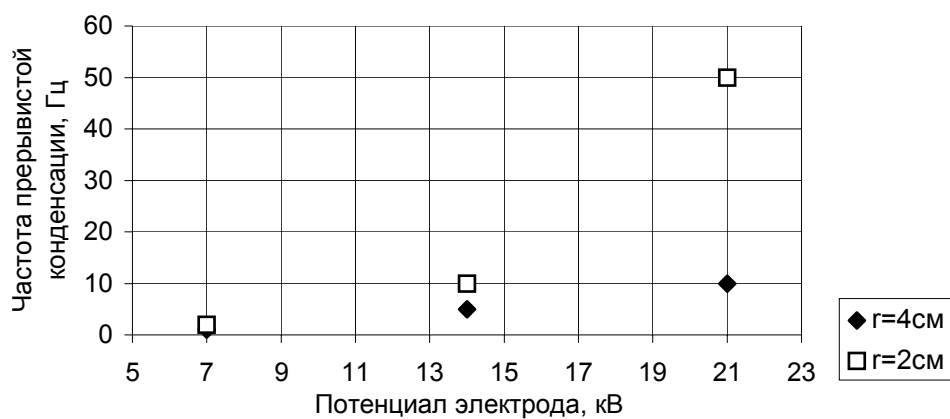
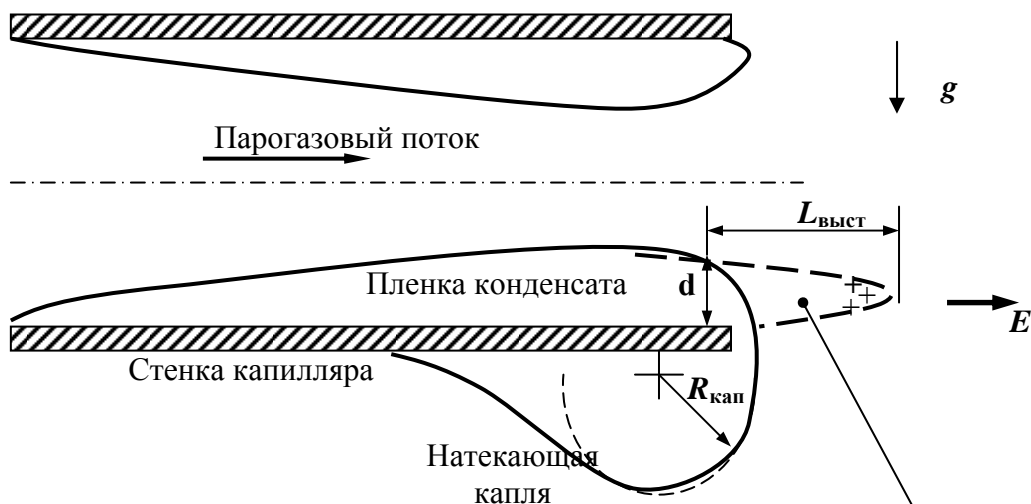


Рис. 3.а Объемный расход конденсата через сопло внутренним радиусом  $R=0.5\text{мм}$  (внешние условия: температура  $t=17^\circ\text{C}$ ,  $H=20\%$ )

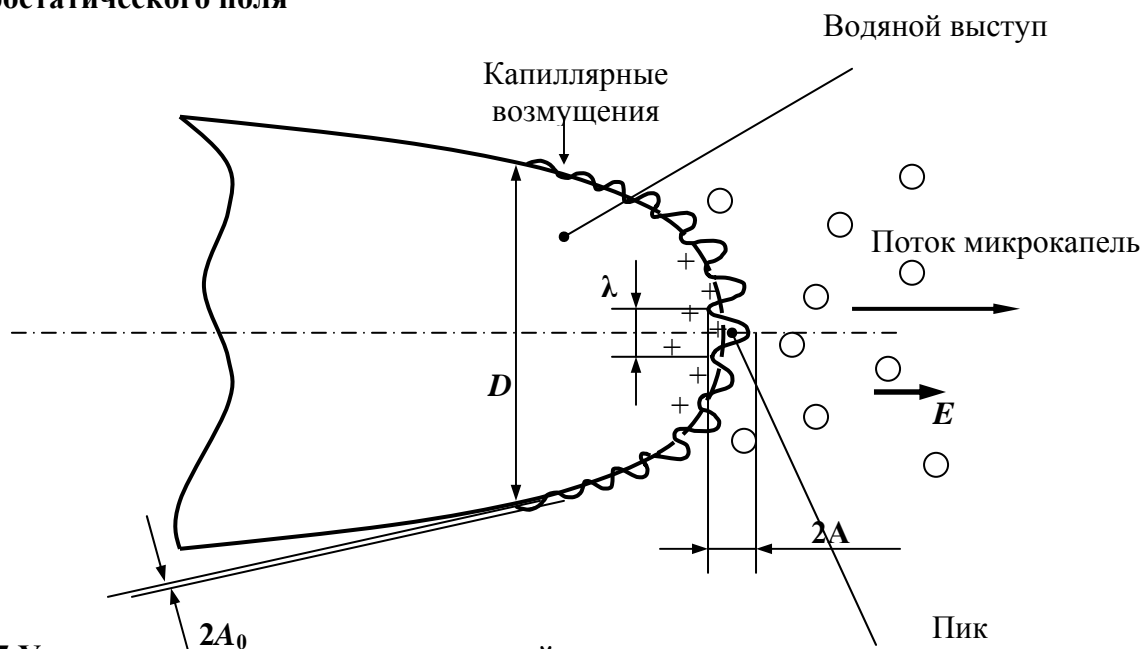


**Рис.3 Зависимость частоты прерывания монотонного процесса дробления от потенциала электрода и от его удаленности от горизонтального сопла (r).**

Условия эксперимента: давление в сосуде 1.3атм, электрод не коронирующий, комнатная температура 15С.



**Рис.4 Трансформация натекающей капли в водяной выступ при появлении электростатического поля**



**Рис.5 Усиление капиллярных возмущений и генерация микрокапель на выступе**

**Рис.6 Эволюция усиленной стоячей волны:**

- 1) образование пика (штрихпунктир);
- 2) образование перетяжки между основанием и головкой пика (сплошная);
- 3) разрыв перетяжки и образование микрокапли, сопровождающиеся пробоем (пунктир).

