

# КАПИЛЛЯРНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

А. И. ГРИГОРЬЕВ

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

## CAPILLARY ELECTROSTATIC INSTABILITIES

A. I. GRIGOR'EV

*The electrostatic instabilities of a heavily charged liquid surface under the action of surface tension forces are considered. The action of the capillary electrostatic instabilities in natural conditions is illustrated by the physical mechanism of St. Elmo's fire.*

*Рассмотрены электростатические неустойчивости сильно заряженной поверхности жидкости, подверженной действию сил поверхностного натяжения. Действие капиллярных электростатических неустойчивостей в естественных условиях иллюстрируется физическим механизмом огней св. Эльма.*

[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)

Капиллярные электростатические неустойчивости или неустойчивости свободной поверхности жидкости, несущей электрический заряд, подверженной действию электрических сил и сил поверхностного натяжения, известны давно. Так, еще в середине XVIII века на заре исследования электрических явлений профессор физики Туринского и Парижского университетов аббат Нолле описал явление диспергирования воды в тончайший аэрозоль при ее электризации с помощью простейшего генератора электричества – вращающегося стеклянного шара, приобретающего заряд при трении о ладони экспериментатора. Аббат Нолле сообщил еще об одном интересном опыте: при малейшем повреждении кожного покрова человека, стоящего на изоляционной подставке и подверженного высокой электризации, из ранки начинала бить струйка мельчайших капелек крови, исчезающая при отключении от генератора электричества. Но поскольку теоретическое осмысление электрических явлений в целом и этих опытов в частности находилось в зачаточном состоянии, то и упомянутые эксперименты в последующие полтора века оставались в истории науки на уровне курьеза, пока в конце XIX века не была опубликована работа лорда Рэлея, посвященная теоретическому исследованию устойчивости сильно заряженной капли.

**Неустойчивость сильно заряженной капли.** Рэлей задался простым вопросом: какой максимальный поверхностный заряд  $Q$  может нести в вакууме изолированная сферическая капля несжимаемой электропроводной жидкости радиуса  $R$  с поверхностным натяжением  $\sigma$ . Ясно, что на сферическую поверхность капли действуют капиллярное давление  $P_\sigma = 2\sigma/R$ , направленное к центру капли, и давление электростатического поля собственного заряда капли  $P_Q = Q^2/8\pi R^4$ , равномерно распределенного по ее сферической поверхности, направленное наружу вдоль внешней нормали к поверхности капли. Капиллярное давление сжимает каплю. Давление же электрического поля, существование которого связано с отталкиванием друг от друга одноименных

зарядов, стремится растянуть каплю (увеличить ее объем). Несложно видеть, что давления  $P_\sigma$  и  $P_Q$  зависят только от радиуса капли  $R$  и при  $P_\sigma > P_Q$  определяют ее равновесную сферическую форму. Тем не менее зависимость капиллярного давления  $P_\sigma$  от радиуса капли  $R$  существенно слабее по сравнению с давлением электрического поля. Отсюда очевидно, что при фиксированном заряде  $Q$  для любой конкретной жидкости (при  $\sigma = \text{const}$ ) можно указать такой размер капли (радиус  $R$ ), когда  $P_Q$  превысит  $P_\sigma$ . Откликом на превышение давления электрического поля над капиллярным давлением будет изменение формы капли, при котором сила отталкивания друг от друга двух половинок (каждая из которых несет заряд  $Q/2$ ) уменьшится. Простейшей деформацией будет вытягивание капли в фигуру типа сфероида, получающуюся при вращении эллипса вокруг большей оси. При такой деформации расстояние между “центрами тяжести” зарядов обеих половинок капли будет увеличиваться, а сила и энергия их отталкивания уменьшаться. Можно сказать, что капля претерпит неустойчивость по отношению к собственному заряду. Критическое условие реализации описанной неустойчивости имеет вид  $P_Q > P_\sigma$ . Отсюда легко получить так называемый критерий неустойчивости Рэлея заряженной капли (неустойчивости заряженной капли по отношению к собственному заряду) в безразмерном виде

$$W \equiv \frac{Q^2}{16\pi\sigma R^3} \geq 1. \quad (1)$$

Рэлей получил этот критерий из более корректных и строгих соображений, воспроизведение которых требует, однако, использования более сложного математического аппарата. Критерий (1) неоднократно проверялся экспериментально уже во второй половине нашего века и оказался справедливым.

Приведенные рассуждения, в частности, показывают, что вывод критических условий неустойчивости не связан с использованием каких-либо динамических физических характеристик системы и переход от устойчивых состояний заряженной капли к неустойчивому происходит статически. Это обстоятельство и оправдывает название неустойчивости этого вида как электростатической.

Дальнейшая судьба неустойчивой капли зависит от ее вязкости и электропроводности. Капли сильно вязкой или плохо проводящей жидкости при большой величине сфероидальной деформации (при большом удлинении, вызванном действием каких-либо сторонних сил) разорвутся на две половинки равных размеров с равными зарядами. Дочерние капли будут уже устойчивы по отношению к имеющемуся на них заряду

(что несложно проверить элементарным расчетом по формуле (1)).

Несколько иной будет эволюция неустойчивой капли маловязкой и хорошо проводящей жидкости. При удлинении такой капли ее заряд будет перераспределяться по поверхности: плотность заряда на вершинах вытягивающейся капли увеличивается, а в окрестности плоскости симметрии, перпендикулярной направлению удлинения, уменьшается. Давление электрического поля собственного заряда на вершинах капли, направленное наружу по отношению к поверхности капли и стремящееся ее разорвать, пропорционально квадрату поверхностной плотности заряда, будет быстро расти с вытягиванием капли. При некотором фиксированном удлинении давление электрического поля превысит капиллярное давление, сжимающее каплю, и из ее вершин начнут бить струйки мелких, сильно заряженных дочерних капелек, уносящих избыточный поверхностный заряд, как это схематично показано на рис. 1.



**Рис. 1.** Схематическое изображение неустойчивой по отношению к собственному заряду капли, сбрасывающей избыточный заряд путем эмиссии высокодисперсных сильно заряженных дочерних капелек

Строгие расчеты на основе принципа наименьшего действия показывают [1], что неустойчивая капля эмитирует около 200 дочерних капелек, заряды и радиусы которых на два порядка меньше заряда и радиуса родительской капли. Но самое любопытное то, что для хорошо проводящих жидкостей, в которых время выравнивания электрического потенциала существенно меньше характерного времени эмиссии дочерней капельки, параметр  $W$  для дочерних капелек удовлетворяет условию (1), то есть дочерние капельки изначально неустойчивы по отношению к собственному заряду и распадаются по тому же закону, выбрасывая еще более мелкие.

**Неустойчивость незаряженной капли в однородном электрическом поле  $\vec{E}$ , не зависящем от времени.** Равновесная форма незаряженной капли в однородном электрическом поле, не зависящем от времени (в электростатическом поле), напряженностью  $\vec{E}$ , представляет собой вытянутый вдоль  $\vec{E}$  сфероид (то есть фигуру, получающуюся при вращении эллипса вокруг большей оси). Это обстоятельство приводит к некоторому изменению вида критических условий неустойчивости

капли по отношению к заряду, индуцированному на ее поверхности полем  $\vec{E}$ , которые могут быть получены по аналогии с (1) из соображений размерности (в гауссовой системе единиц  $E = Q/R^2$ ) в виде [1]:

$$w \equiv E^2 R \sigma^{-1} \geq \text{const.} \quad (2)$$

Величина константы в (2)  $\text{const} = 2,59$  определяется из условия равенства давлений на вершинах и экваторе сфероидальной капли в громоздкой математической процедуре (не представляющей интереса в контексте настоящего изложения).

Закономерности финальной стадии развития неустойчивости незаряженной капли по отношению к заряду, индуцированному на ее вершинах полем  $\vec{E}$ , качественно сходны с рассмотренными в предыдущем разделе. Основное отличие в том, что дочерние капельки, эмитированные с противоположных концов неустойчивой родительской капли, несут теперь заряды противоположных знаков. Это происходит потому, что во внешнем электрическом поле, проникающем в каплю, ионы разных знаков движутся в противоположных направлениях, заряжая одну из вершин капли положительным зарядом, а другую отрицательным.

**Неустойчивость заряженной капли в однородном электрическом поле  $\vec{E}$ , не зависящем от времени.** Наличие заряда  $Q$  на капле, помещенной во внешнее однородное электростатическое поле  $\vec{E}$ , приводит к нарушению симметрии в распределении собственного и индуцированного зарядов по двум половинкам капли. Но общие закономерности распада неустойчивой капли остаются прежними, хотя размеры и заряды капелек, эмитируемых с противоположных вершин капли, теперь различаются по величине.

**Неустойчивость плоской поверхности проводящей жидкости в перпендикулярном к ней однородном электрическом поле  $\vec{E}$ , не зависящем от времени.** Этот вид электростатической неустойчивости заряженной поверхности жидкости носит название неустойчивости Тонкса–Френкеля по именам исследователей, определивших критические условия ее реализации, имеющие вид качественно аналогичный (2):

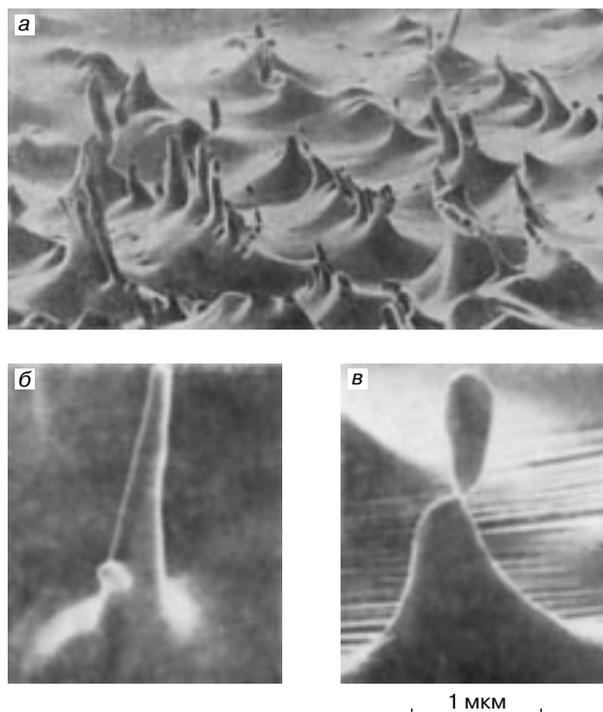
$$E^2 a \sigma^{-1} \geq 8 \cdot 2^{1/2} \pi, \quad (3)$$

$$a \equiv [2\sigma/\rho g]^{1/2},$$

$g$  – ускорение поля силы тяжести;  $a$  – капиллярная постоянная жидкости. Величина  $a$  имеет размерность длины и разделяет характерные линейные масштабы гравитационных (происходящих при определяющем

влиянии сил тяжести) и капиллярных (происходящих при определяющем влиянии сил поверхностного натяжения) движений жидкости.

При реализации неустойчивости Тонкса–Френкеля, когда давление постоянного однородного электрического поля напряженностью  $\vec{E}$  на свободную поверхность жидкости превысит критическое значение, определяемое условием (3), случайные возмущения равновесной плоской свободной поверхности начинают расти со временем по экспоненциальному закону. В итоге на свободной поверхности жидкости образуется множество выступов (на рис. 2 приведена фотография поверхности жидкого металла на финальной стадии развития неустойчивости Тонкса–Френкеля, опубликованная в [2]), с вершин которых начинается сброс избыточного заряда, индуцированного полем  $\vec{E}$ , на свободной поверхности жидкости. Сброс заряда, как и в упомянутых ситуациях, происходит в виде эмиссии с вершин выступов мелких, сильно заряженных капелек.



**Рис. 2.** а – фотография неустойчивой по отношению к индуцированному заряду поверхности жидкого металла на нелинейной стадии развития неустойчивости Тонкса–Френкеля; б – увеличенное изображение отдельного эмитирующего выступа на нелинейной стадии развития неустойчивости; в – увеличенное изображение капельки, отрывающейся от эмитирующего выступа

**Приложения капиллярных электростатических неустойчивостей.** Приведенные описания закономерностей реализации капиллярных электростатических неустойчивостей идеализированы, поскольку не принимается во внимание существование внешней среды, граничащей с заряженной поверхностью жидкости, и, следовательно, без дополнительных комментариев могут быть применимы лишь к трактовке процессов, происходящих в вакууме, например в жидкометаллических источниках ионов или в масс-спектрометрах для анализа нелетучих, термически нестабильных, органических жидкостей [1, 2]. Использование же рассмотренных капиллярных электростатических неустойчивостей для объяснения процессов, реализующихся на границе раздела несмешивающихся жидкостей (то есть в ситуации, часто встречающейся в химической технологии и коллоидной химии), требует привлекать более сложные модели. Следует отметить, что кроме упомянутых приложений рассмотренных неустойчивостей и приложений к трактовке явлений, связанных с грозным электричеством, капиллярные электростатические неустойчивости используются при электростатическом распыливании инсектицидов и топлив и получении порошков тугоплавких металлов [1].

Однако в реальных земных условиях с капиллярными электростатическими неустойчивостями чаще всего приходится сталкиваться при анализе грозных явлений, таких, как разряд обычной молнии, свечение воронок смерчей, импульсное беззвучное свечение верхней кромки грозных облаков, известное под названием плоской молнии, огней св. Эльма [1, 3–5]. Именно эти давно известные, но до сих пор не полностью осмысленные на физическом уровне природные феномены послужили одной из причин всплеска интереса к капиллярным электростатическим неустойчивостям, проявившегося в последние годы [1]. Физические механизмы перечисленных форм естественных электрических разрядов в атмосфере качественно одинаковы, основаны на возможности зажигания в окрестности заряженных дочерних капелек самоподдерживающегося за счет фотоионизации коронного разряда [1, 3–4], и их связь с капиллярными электростатическими неустойчивостями будет проиллюстрирована на примере лишь огней св. Эльма.

**Физическая природа феномена огней св. Эльма.** В конце XIX века с началом исследований электрических разрядов в атмосфере на основе чисто визуального сходства было принято считать огни св. Эльма (ОСЭ) мощной формой коронного разряда, реализующегося в предгрозовую и грозовую погоду в окрестности высоких заостренных предметов: крестов церквей, корабельных мачт и т.п. Подобные утверждения вошли без какого-либо обоснования в учебники физики и энциклопедические словари.

И только исследования Б.В. Войцеховского [5], экспериментировавшего с облаками сильно заряженных капель воды и обнаружившего свечение типа ОСЭ на произвольных предметах, вносимых в такое облако, указали на неадекватность реальному явлению столь упрощенной трактовки и важную роль в возникновении ОСЭ заряженных водяных капель. Это обстоятельство заставило пересмотреть сложившиеся представления об ОСЭ и внимательнее отнестись к описаниям их наблюдений в естественных условиях, поскольку именно они являются основным источником информации о феномене.

Внимательное изучение 220 описаний наблюдения ОСЭ в естественных условиях позволило выделить три формы этого феномена, различающиеся как условиями, так и физическими механизмами возникновения.

1) Свечение с характерным линейным размером порядка сантиметров, возникающее на сухих заостренных металлических предметах: колючках проволочных ограждений, штыках винтовок, антеннах, которое естественно связать с обычным коронным разрядом с металлического острия (рис. 3). Описания таких явлений встречались в 10% случаев. В особых комментариях эта форма ОСЭ не нуждается и может считаться хорошо изученной в связи с исследованием коронного разряда с металлического острия.

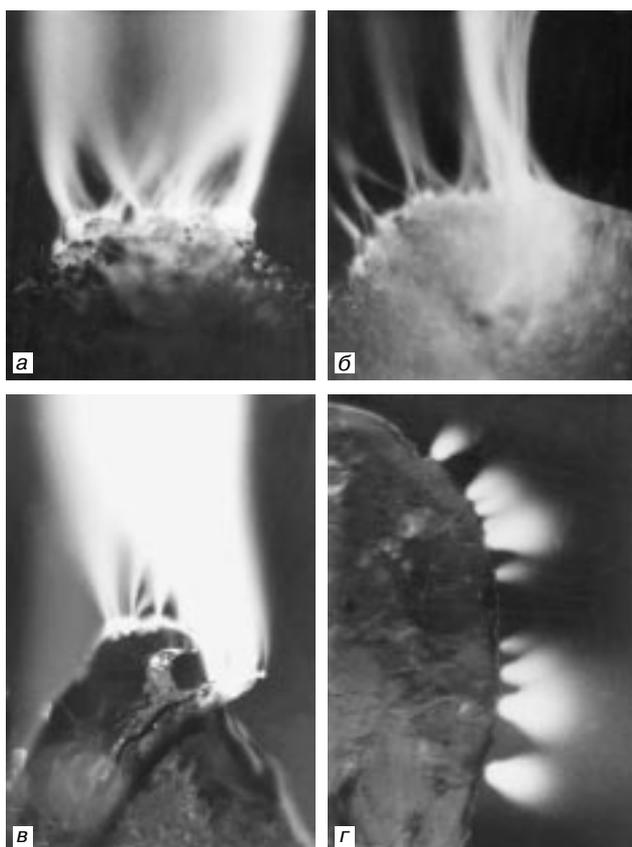
2) Свечение, возникающее во время влажных снежных метелей и зимних гроз на произвольных предметах



**Рис. 3.** Фотография коронного разряда с бритвенного лезвия при подаче на него положительного электрического потенциала  $\sim 10$  кВ, полученная в темноте с выдержкой 10 с

при эмиссии заснеженной или покрытой инеем поверхностью сильно заряженных микрокристаллов снега (рис. 4). Такая форма ОСЭ наблюдается в 8% описаний. Характерный линейный размер свечения ~10 см.

3) Свечение с характерным линейным размером до 1 м, возникающее в грозовую погоду на произвольных предметах при повышенной влажности (когда поверхность предмета покрыта каплями или пленкой воды), связано с неустойчивостью поверхности воды в элект-



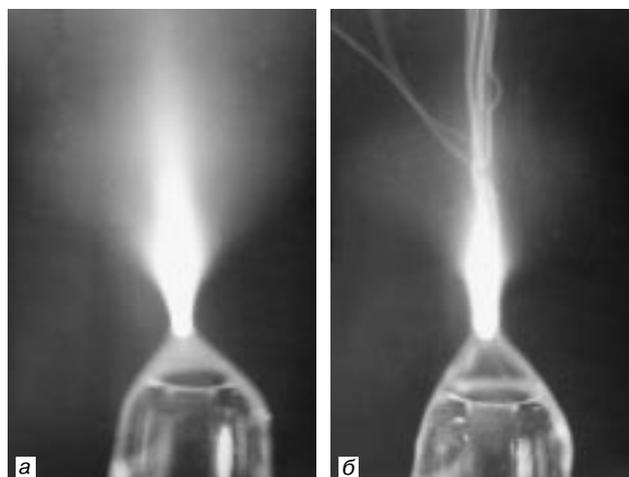
**Рис. 4.** а – фотография диффузного свечения в окрестности тающего снежка при подаче на него положительного потенциала ~10 кВ, полученная в темноте с выдержкой 10 с. Характерный радиус кривизны снежка ~1 см; б – на фоне диффузного свечения в правой верхней части фотографии видны траектории движения отдельных тающих кристаллов снега, светящихся в темноте за счет коронного разряда в их окрестности; в – фотография диффузного свечения с тающего ледяного электрода характерного радиуса кривизны ~1 см при подаче на него положительного потенциала ~10 кВ, полученная в темноте с выдержкой 10 с; г – фотография диффузного свечения с тающего ледяного электрода характерного радиуса кривизны ~1 см при подаче на него отрицательного потенциала ~10 кВ, полученная в темноте с выдержкой 10 с

рическом поле (рис. 5). Эта форма ОСЭ встречается в 82% описаний.

Характерным для наблюдения ОСЭ является то, что они всегда привязаны к какому-либо предмету: вершине мачты, антенне, кресту церкви, пальцам поднятых рук и т.п. Не всегда эти предметы являются хорошими проводниками электричества, но в том случае, когда ОСЭ появляются на изоляторах (деревянных мачтах, веслах, пальцах рук), эти предметы покрыты каплями или пленкой воды. В 72% описаний ОСЭ отмечается повышенная влажность: туман, дождь, мокрый снег. В 80% описаний ОСЭ наблюдаются в темное время суток, что свидетельствует об их малой яркости.

Из перечисленных форм ОСЭ наибольший интерес с точки зрения включения в рассмотрение капиллярных электростатических неустойчивостей представляет третья, к тому же наименее изученная. Вторая форма ОСЭ в смысле физического механизма возникновения свечения представляет частный случай третьей, суть которой сводится к следующему.

В сильном электрическом поле грозовых облаков водяная пленка или капли воды, появляющиеся на различных предметах, могут стать неустойчивыми по отношению к индуцированному заряду и с их поверхности начнется эмиссия высокодисперсных капелек, несущих запредельные в смысле критерия (1) заряды. Напряженность электрического поля собственного заряда



**Рис. 5.** а – фотография диффузного свечения, возникающего в окрестности вершины водяного мениска на торце капилляра с радиусом ~1,5 мм при подаче на него положительного потенциала ~10 кВ, полученная в темноте с выдержкой 10 с; б – на фоне диффузного свечения в верхней части фотографии видны траектории движения отдельных крупных капель воды, светящихся в темноте за счет коронного разряда в их окрестности

в окрестности эмитированных капелек будет превышать необходимое для зажигания коронного разряда. Коронный разряд во влажной атмосфере в окрестности большого количества мелких капелек, образовавшихся при реализации неустойчивости заряженной поверхности жидкости, будет восприниматься как появление голубого свечения у поверхности покрытого пленкой воды предмета, то есть как ОСЭ.

Но для начала разряда необходимо наличие в области сильного поля в ближайшей окрестности капельки хотя бы одного свободного электрона. Свободные же электроны в приземном слое атмосферы возникают за счет естественной радиации с достаточно малой скоростью ( $\sim 10 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ) и за время  $\sim 10^{-8} \text{ с}$  связываются с нейтральными атомами и молекулами, образуя отрицательные ионы. В результате вероятность столкновения капельки со свободным электроном и зажигания коронного разряда в ее окрестности мала.

Однако известно [6], что в достаточно сильном электрическом поле  $E_+ > 70 \text{ кВ/см}$  отрицательный ион распадается на нейтральный атом и свободный электрон. Количество отрицательных ионов в кубическом сантиметре воздуха у земной поверхности в естественных условиях  $\sim 500\text{--}800 \text{ см}^{-3}$ . И вероятность столкновения капельки с отрицательным ионом с последующим распадом иона на нейтральный атом и свободный электрон будет на много порядков больше, чем вероятность ее столкновения со свободным электроном.

Примем для определенности, что маленькая капля радиуса  $r \sim 20 \text{ мкм}$  заряжена положительно столь большим зарядом, что для нее выполнено условие (1). Тогда напряженность поля собственного заряда у ее поверхности  $E \sim 400 \text{ кВ/см}$ . Электрон, появившийся за счет распада отрицательного иона вблизи капельки на расстоянии порядка нескольких радиусов от ее центра, даст начало электронной лавине, состоящей из  $\sim 10^9$  электронов и направленной к капле. При развитии электронной лавины в ее следе остается большое количество возбужденных атомов, то есть атомов, один из электронов которых в результате столкновения со свободным электроном лавины перешел в возбужденное состояние на одну из внешних орбит. Время жизни возбужденного состояния атома  $t_*$  мало ( $t_* \sim 10^{-8} \text{ с}$ ), и по истечении интервала времени  $\sim t_*$  электрон с внешней орбиты возвращается на свою стационарную орбиту, испуская при этом фотон. Такой фотон, будучи поглощен другим нейтральным атомом, может привести к его ионизации, то есть к образованию положительного иона и свободного электрона (этот процесс называется фотоионизацией). Как показывают оценочные расчеты, число вторичных электронов, которые появятся в окрестности капельки в результате действия подобного механизма на расстоянии  $\sim 10^{-2} \text{ см}$  от ее центра, будет

$\sim 10^2\text{--}10^3$ . При выбранных значениях величин заряд на капельке будет по абсолютной величине  $\sim 10^7$  зарядов электрона. Для его нейтрализации потребуется  $\sim 10^4$  лавин. Но так как одновременно могут существовать  $\sim 10^2$  лавин, то время существования разряда в окрестности капельки  $\tau_*$  будет на два порядка больше характерного времени развития одной лавины, которое  $\sim 10^{-7} \text{ с}$ , то есть  $\tau_* \sim 10^{-5} \text{ с}$ . Таким образом, в течение времени  $\tau_*$  капля будет светиться за счет горящего в ее окрестности коронного разряда. Свечение множества капелек и будет восприниматься как ОСЭ.

На капельку, эмитированную неустойчивой заряженной поверхностью жидкости, со стороны внешнего электрического поля  $\vec{E}_0$  будет действовать сила, равная произведению заряда капельки  $q$  на напряженность поля  $\vec{E}_0$ :  $q\vec{E}_0$ . Под действием этой силы капля будет ускоренно двигаться, удаляясь от породившей ее поверхности жидкости. Характерный линейный размер ОСЭ определится расстоянием, на которое капля улетит до завершения коронного разряда в ее окрестности. Но чтобы найти это расстояние, необходимо учесть, что коронный разряд зажигается у поверхности капельки не сразу, как только она образуется, но лишь только после того, как в ближайшей окрестности капельки появится свободный электрон или отрицательный ион. Значит, для оценки характерного линейного размера ОСЭ кроме характерного времени  $\tau_*$  необходимо учитывать и время задержки начала разряда  $\tau_0$ .

Время  $\tau_0$  определится вероятностью столкновения капельки с отрицательным ионом. Как показывают численные оценки,  $\tau_0 \gg \tau_*$  и характерный линейный размер области свечения ОСЭ будет порядка расстояния, которое пройдет дочерняя капля во внешнем поле  $\vec{E}_0$  до столкновения с отрицательным ионом (до зажигания коронного разряда в ее окрестности).

Время от начала движения дочерней капельки до столкновения с отрицательным ионом (время задержки начала разряда  $\tau_0$ ) определится соотношением

$$\tau_0 \sim (nsv)^{-1}, \quad (4)$$

$n$  — концентрация отрицательных ионов,  $v$  — скорость движения капельки в момент столкновения с ионом,  $s$  — сечение столкновения капельки с ионом:  $s = \pi R^2$ , где  $R$  — расстояние от центра капельки, на котором, согласно сказанному выше, электрическое поле ее заряда  $q$  способно оторвать электрон от отрицательного иона. В (4) выражение в круглых скобках определяет количество отрицательных ионов внутри прямого кругового цилиндра радиусом  $R$  и длиной, равной расстоянию,

проходимому капелькой за секунду вдоль траектории ее движения в  $\vec{E}_0$ . Обратная к  $(n \cdot s \cdot v)$  величина как раз и определит время от начала движения дочерней капельки до столкновения с отрицательным ионом.

Оценим скорость движения заряженной капельки в момент ее столкновения с отрицательным ионом по формуле  $v \sim a\tau_0$ , подставим это соотношение в (4) и найдем

$$\tau_0 \sim (nas)^{-1/2}.$$

Следовательно, расстояние  $l$ , на которое капелька улетает за время  $\tau_0$ , двигаясь с ускорением  $a$ , можно оценить по формуле

$$l = \frac{a\tau_0^2}{2} = \frac{1}{2ns}.$$

Чтобы оценить характерный линейный размер ОСЭ, выразим сечение столкновения капельки с ионом  $s$  через характеристики капельки и напряженность электрического поля  $E_+$ , в котором ион распадается на электрон и нейтральный атом.

Как уже говорилось, при атмосферном давлении отрицательный ион распадается на электрон и нейтральный атом при попадании в поле напряженностью  $E_+ \geq 70$  кВ/см. Такое поле существует вокруг дочерней капельки, несущей заряд порядка предельного в смысле критерия (1), то есть  $q \sim (16\pi\sigma r^3)^{1/2}$ , на расстоянии  $R \leq \sqrt[4]{E_+^{-2}8\pi\sigma r^3}$  от ее центра, и сечение столкновения капельки с отрицательным ионом будет иметь вид

$$s = E_+^{-1} \sqrt{8\pi^3 \sigma r^3}. \quad (5)$$

Теперь несложно найти расстояние, которое пройдет капелька за время  $\tau_0$ :

$$l = E_+ (2\pi n \sqrt{8\pi\sigma r^3})^{-1}. \quad (6)$$

При  $r = 20$  мкм,  $n = 800$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma = 70$  дин/см легко получить  $l \sim 20$  см. Из (6) видно, что характерное расстояние  $l$ , которое проходит капелька до столкновения с ионом, при котором появится свободный электрон, сильно зависит от радиуса капли. Уже при  $r = 10$  мкм получим  $l \sim 60$  см.

Из (6) видно, что характерный линейный размер свечения ОСЭ обратно пропорционален концентрации отрицательно заряженных ионов в объеме, занятом ОСЭ. Полученная численная оценка на максимальное значение характерного линейного размера ОСЭ  $l \leq 1$  м

справедлива лишь при  $n = 800$  см<sup>-3</sup>. Естественно ожидать, что при зажигании ОСЭ в их окрестности концентрация отрицательных ионов увеличивается. В самом деле, согласно сказанному выше, в окрестности объема, занятого ОСЭ, идут интенсивные процессы фотоионизации воздуха [6]. Образовавшиеся при этих фотоионизационных актах электроны прилипают к нейтральным атомам, образуя отрицательные ионы. В итоге их концентрация в объеме ОСЭ увеличивается, а характерный линейный размер  $l$  уменьшается  $\sim n^{-1}$ . Поэтому наиболее часто упоминаемые наблюдателями значения  $l$  соответствуют всего нескольким сантиметрам (в 62% описаний  $l \leq 5$  см).

В заключение отметим, что полный набор неустойчивостей заряженной поверхности жидкости гораздо шире тех нескольких простейших капиллярных электростатических неустойчивостей, которые упомянуты выше. Вовлечение в рассмотрение динамических явлений: учет влияния динамического давления жидкости, подающейся по капилляру в разрядную систему, параметрических и резонансных колебаний заряженной поверхности жидкости в электрических полях, зависящих от времени, — приведет к существенному расширению количества реализующихся неустойчивостей (см., например, [1, 7]).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.И., Ширяева С.О. // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 3. С. 3–22.
2. Габович М.Д. // Успехи физ. наук. 1983. Т. 140, № 1. С. 137–151.
3. Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O. // Phys. scripta. 1996. Vol. 54. P. 660–666.
4. Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. // J. Sci. Expl. 1991. Vol. 5, № 2. P. 163–190.
5. Войцеховский Б.В., Войцеховский Б.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, № 1. С. 37–39.
6. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
7. Григорьев А.И., Сыщиков Ю.В., Ширяева С.О. // Журн. прикл. химии. 1990. Т. 62, № 9. С. 2020–2026.

Рецензент статьи Б.Д. Сумм

\* \* \*

Александр Иванович Григорьев, доктор физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Ярославского университета. Область научных интересов – капиллярные электростатические неустойчивости в дисперсных системах, физика грозового электричества. Автор 120 статей в отечественных и зарубежных изданиях.