

04;12

Самосогласованность развития и фрактальность структуры лидерного разряда по поверхности воды

© В.П. Белошеев

Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 октября 1997 г. В окончательной редакции 10 марта 1998 г.)

Обобщены представления о развитии одноканального и многоканального лидерных разрядов по поверхности воды на основе экспериментальных работ [1,2]. Установлено проявление омической проводимости воды в самосогласованности их динамики и фрактальности структуры. Величина фрактальной размерности одноканального лидерного разряда равна 0.96 ± 0.05 , а многоканального — 1.85 ± 0.05 . Предложены механизмы ветвления каналов лидерных разрядов и возникновения ответвлений от ветвей и каналов.

В работах [1–3] исследовались одноканальный и многоканальный лидерные разряды по поверхности воды типа фигуры Лихтенберга. Было установлено, что омическая проводимость воды обуславливает нелинейность $R(t)C$ -разрядной цепи, взаимоднозначное соответствие между длиной каналов и протекающим по ним током, а в целом развитие разряда имеет самосогласованный характер. С учетом же множественности элементов структуры такого разряда самосогласованность развития должна сказаться и на характере его структуры. Изучению структуры лидерного разряда по поверхности воды и ее связи с динамикой развития его на основе экспериментальных работ [1,2] и посвящена данная работа.

Условия экспериментов

Экспериментальные схемы в [1,2] приведены на рис. 1, *a, b*. Они состояли из кюветы с водой 1, накопительной емкости $C = 0.1 \mu\text{F}$ 2, анода из проволоки 0.0075 cm или в виде острия с соответствующим радиусом 3 и катода 4. Детальное описание схем и средств диагностики приведено в этих работах. В обоих случаях одинаковыми были диапазон начальных напряжений на емкости $U_0 = 3\text{--}6 \text{ kV}$, проводимость воды $\simeq 1 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, величина воздушного промежутка между анодом и поверхностью воды $0.1\text{--}0.3 \text{ cm}$ (в соответствии с U_0) и глубина погружения катода от поверхности воды $\simeq 0.3 \text{ cm}$. Различными были лишь типы катодов. В [1] использовался одномерный катод из проволоки длиной 8 cm и $\varnothing 0.16 \text{ cm}$ (рис. 1, *a*), а [2] — плоский круглый катод $\varnothing 7 \text{ cm}$ (рис. 1). Это приводило к существенно различному распределению электрического поля на поверхности воды. В первом случае развивался одноканальный, а во втором многоканальный разряд (рис. 2). Однако в обоих случаях характер разрядных $R(t)C$ -цепей и их нелинейность определялись сопротивлением слоя воды над катодом, а их электрические характеристики изменялись во времени качественно одинаково [1,2].

После того как на анод подавалось напряжение U_0 , на его острие в воздушном промежутке возникала импульсная корона. С ее удлинением и достижением поверхности воды происходило увеличение тока в цепи, его контрагирование и прорастание токового канала к поверхности воды. Скачок потенциала на поверхности воды в момент достижения ее токовым каналом инициировал возникновение в плазменном пятне на воде нескольких радиальных лидерных каналов. С их развитием увеличивалась площадь пятна, т. е. и поверхности слоя воды над катодом, через который проходил ток. Это снижало сопротивление слоя и приводило к дальнейшему росту тока. С его ростом, а следовательно и ростом выделяющейся в цепи мощности, уменьшались сопротивление канала разряда в воздушном промежутке и сопротивления лидерных каналов, что снижало падение напряжения на них и поддерживало потенциалы их головок, способствуя их дальнейшему движению [1]. Это в свою очередь обеспечивало дальнейшее увеличение тока. Естественно, что в случае одномерного катода это имело место только для канала, развивавшегося над ним, за исключением начальной стадии разряда, когда все каналы имели схожие условия. Такое взаимоднозначное соответствие между длиной каналов l и их током i , которое можно рассматривать как положительную обратную связь, продолжалось, пока из-за роста падения напряжения на канале лидера не сравнялись потенциалы головки и поверхности воды под ней. В этот момент времени t_M лидер останавливался и его длина и ток через него достигали максимальных величин (l_M и i_M). С этого момента мощность потерь в расширяющемся канале превышала выделяющуюся в нем мощность. Нарушение баланса мощности в канале лидера приводило к распаду плазмы, преимущественно в головке, где потери больше. Это вызывало сокращение длины канала и ускоряло уменьшение тока в силу l, i -соответствия, которое выступало уже как отрицательная обратная связь. Таким образом, развитие каждого канала и всей структуры разряда в целом имело место только на стадии роста тока в условиях положительной обратной связи между длиной канала и протекающим по нему током [1,2].

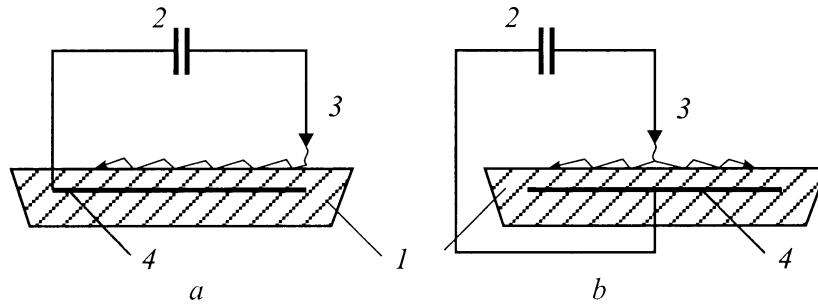


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *a* — одноканальный, *b* — многоканальный лидерный разряд.

Окончательная структура многоканального разряда состоит из 3–6 начальных каналов, их ветвей и ответвлений от них и каналов [2]. Исходя из анализа динамики развития каналов, проведенного в [2], в данном случае сначала синхронно возникали два канала 1 и 2 (секторы φ_1 и φ_2 на рис. 2, *b, c*), а затем канал 3 (сектор φ_3), завершая образование устойчивой начальной электростатической структуры. Причем два первых начальных канала развивались в одной, а третий — в другой полуплоскости в радиальном направлении. Это связано с осевой симметрией поля анода на поверхности воды и его определяющей ролью в развитии каналов в начальной фазе. Соответственно углы первых развилки у каналов $\varphi_1 \simeq \varphi_2 \simeq 80^\circ$ и $\varphi_3 \simeq 140^\circ$. Однако углы последующих развилки у всех каналов близки к $40\text{--}50^\circ$, а конечная структура ветвей двух первых начальных каналов занимает сектор $\varphi_1 + \varphi_2 > 180^\circ$. Все это свидетельствует о том, что с удалением от анода на структуру разряда влияет локальное поле перед головками, имеющее случайный характер, обуславливающий разницу в их развитии. Таким образом, структура разряда формируется в результате движения головок начальных каналов и их ветвления, в ходе движения, под действием центрального и локальных электрических полей.

Процесс ветвления каналов принципиально присущ протяженным разрядам в воздухе, но механизм его специально, кажется, не изучался. В [4] рассмотрено ветвление стримера как возникновение со временем на его цилиндрической боковой поверхности второго стримера при условии превышения радиальной напряженности поля 150 kV/cm и эффективного потенциала 10 kV . В нашем случае такие величины не имеют место и, как видно из фотографий, ветви последних развилки имеют примерно одинаковую длину, что говорит об одновременном возникновении ветвей. Поэтому необходимо привлечь другой механизм ветвления. В работе [5] причиной извилистости и ветвления разрядных каналов считается наличие объемных зарядов перед ними, однако конкретный механизм ветвления не предложен.

Полученные в [1,2] результаты позволяют предположить, что причиной ветвления лидера является деление его головки вследствие уплощения ее начальной полу-сферической формы с радиусом r_0 из-за взаимодействия

ее заряда с одноименным остаточным зарядом перед головкой по мере роста этого заряда при ее движении (рис. 3, *a*). В результате уплощения головки на ее периферии у образующих канала появляются области с радиусом $r_1 < r_0$, где напряженность выше, чем в центре головки по оси канала. Поскольку от напряженности поля зависит скорость движения, то со временем центральная часть фронта головки будет замедляться, а периферийные области ускоряться. В конечном итоге это и приведет к возникновению развилки. Возможность такого механизма ветвления лидера оценим, сопоставив величину среднего временного интервала ветвления лидера со временем, необходимым для возникновения перед головкой положительного остаточного заряда, равного заряду головки, вычисленного исходя из предложенного механизма и условий эксперимента. Остаточный заряд перед головкой есть следствие коронного разряда с головки, и его величина должна определяться величиной коронного тока i_k и временным интервалом ветвления Δt . В конце развития лидера потенциал его головки $\varphi \simeq 2\text{ kV}$ [1] примерно соответствует потенциалу зажигания (погасания) короны в воздухе, при этом величина $i_k \simeq 1 \cdot 10^{-6}\text{ A}$ [6]. Величина же заряда головки q_h определяется ее потенциалом и емкостью C_h относительно катода. При диаметре конечного сантиметра длины лидера l_k , близком к диаметру головки $\varnothing_h \simeq 1 \cdot 10^{-2}\text{ cm}$, толщине слоя воды $d \simeq 0.3\text{ cm}$ и ее диэлектрической проницаемости $\varepsilon \simeq 80$, емкость этого сантиметра лидера

$$C_h \simeq \frac{\varepsilon \varnothing_h \cdot l_k}{4\pi \cdot d} \simeq 2 \cdot 10^{-13}\text{ F}.$$

Поскольку взаимодействовать с остаточным зарядом будет практически только головка, т.е. участок лидера длиной $\simeq 10^{-2}\text{ cm}$, то $C_h \simeq 2 \cdot 10^{-15}\text{ F}$. При $\varphi_h \simeq 2\text{ kV}$ ее заряд и временной интервал ветвления будут

$$q_h = C_h \varphi_h \simeq 4 \cdot 10^{-12}\text{ C}, \quad \Delta t = \frac{q_h}{i_k} \simeq 4 \cdot 10^{-6}\text{ s}.$$

На начальном этапе развития лидера $\varphi_h \simeq 6\text{ kV}$, и так как $q \sim \varphi_0$, а $i_k \sim \varphi_0^2$ [6], то в этом случае $\Delta t \simeq 1 \cdot 10^{-6}\text{ s}$. В то же время, судя по рис. 2, *a*, на конечном сантиметре лидера головка делилась 5–6 раз, а на первом — 3–4 раза за время их прохождения соответственно $\simeq 10$

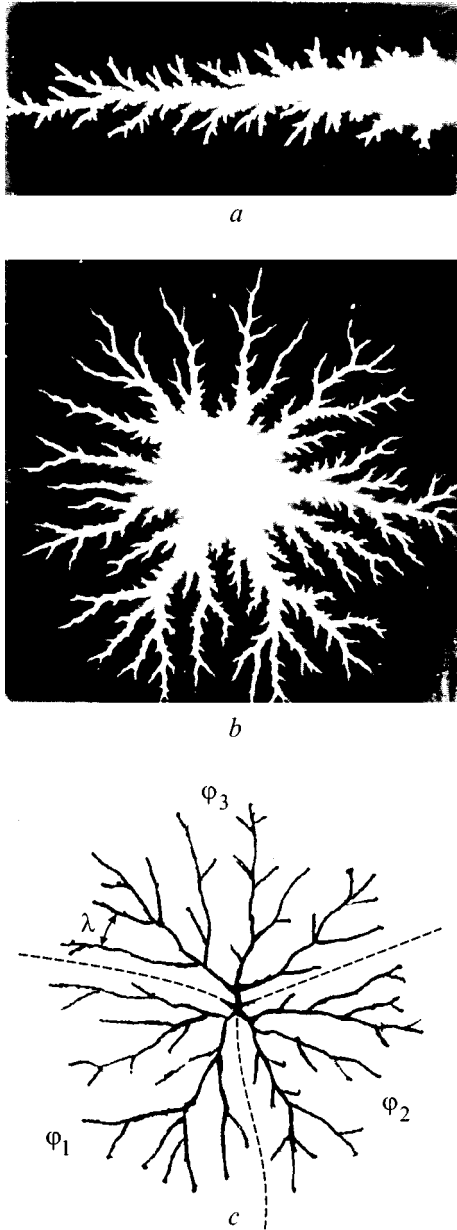


Рис. 2. Одноканальный (а), многоканальный лидерный разряды (b) ($U_0 = 6\text{ kV}$) и грубая структура (c) многоканального лидерного разряда по фотоснимку (b). Масштаб 1 : 1.

и $\approx 1\mu\text{s}$ [1]. Поэтому средний временной интервал ветвления в конце и начале развития лидера составлял ≈ 2 и $\approx 0.3\mu\text{s}$ соответственно, что по порядку величины совпадает с величинами выше вычисленных интервалов ветвления.

Аналогично в случае отрицательного анодонаправленного лидера перед головкой будет возникать отрицательный остаточный заряд, препятствующий ее движению (рис. 3, b). Однако меньшая масса электронов будет способствовать большей поперечной (относительно траектории лидера) лабильности такого заряда. И в этом случае головка, во-первых, будет реже делиться, а, во-

вторых, углы отклонения траектории ее (без деления) будут меньше. Меньшие ветвление и извилистость каналов анодонаправленных лидеров действительно отмечаются в [7].

Следствием предложенного механизма ветвления, как уже говорилось, является пульсация осевой скорости лидера. Это также наблюдается экспериментально [4] и подтверждает такой механизм ветвления, связанный с делением головки лидера. В ходе деления в отсутствие соседних зарядов части головки будут стремиться разойтись в диаметрально противоположных направлениях, о чем и говорит угол первой развилки $\varphi_3 \approx 140^\circ$. При последующих делениях головок возникающие ветви уже имеют соседней и в результате их электростатического взаимодействия углы у развилки будут уменьшаться до $40\text{--}50^\circ$. Кроме того, электростатическое взаимодействие головок трех последовательных ветвей одного канала, развивающихся веерообразно (рис. 2), приводит к тому, что средняя из них приобретает тенденцию двигаться прямолинейно и, следовательно, имеет лучшие условия для дальнейшего развития. В то время как боковые ветви будут неизбежно конкурировать с ветвями соседних каналов и с большей вероятностью прекратят развитие. Это определяет симметрию структуры ветвей относительно своего канала и регулярность структуры разряда по периметру. В реальных условиях на процесс деления головок и ее траекторию оказывают влияние и внешние случайные факторы (пленки, микрочастицы на поверхности воды), которые нарушают регулярность структуры разряда. Таким образом, совокупность причинно-следственных факторов: уплощение головки и зависимость скорости ее фронта от его радиуса, а также случайных взаимодействий головок определяет стохастичность процесса формирования структуры разряда.

В [2] было установлено, что ответвления от каналов и ветвей развиваются нормально к ним и с задержкой относительно движения головок. Исходя из того, что у одноканального разряда $t_M \approx 20\mu\text{s}$ и ответвления присутствуют почти на всей длине канала (рис. 2, a), а у многоканального $t_M \approx 4\mu\text{s}$ и ответвления наблюдаются только у основания каналов (рис. 2, b), можно сделать вывод, что постоянная времени формирования ответвле-

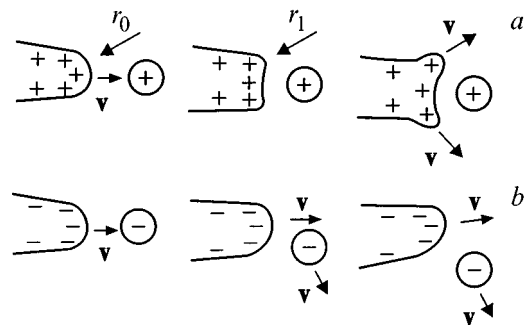


Рис. 3. Схема взаимодействия головки лидера с остаточным зарядом: a — катодонаправленный, b — анодонаправленный лидер.

ний в данных условиях $\lesssim 4 \mu\text{s}$. А то, что ответвления возникают в глубине структуры и нормально к ее элементам, позволяет утверждать, что их развитие целиком определяется локальным полем, а не полем анода.

Как видно из рис. 2, *a, b*, ответвления развиваются на фоне диффузного свечения вдоль каналов, т.е. в пограничном слое неравновесной плазмы. И их возникновение и регулярность ($\Delta l \simeq 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$) могут быть связаны с тем, что они инициируются сгустками ионов продольных ионных колебаний ионного звука, возбуждаемых пульсирующим движением головок лидеров. Как уже отмечалось, первый сантиметр длины канала головка проходит за время $\Delta t \lesssim 1 \mu\text{s}$, при этом она 3–4 раза делится ($n = 3-4$), т.е. частота пульсаций скорости головки $\omega = (2\pi n)/(\Delta t) \simeq 2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Полагая, что температура ионов меньше температуры электронов $T_i < T_e \simeq 0.3 \text{ eV}$ [4], определим скорость ионного звука и длину волны продольных ионных колебаний [8]

$$C_h = \left(\frac{T_e + \frac{5}{3}T_i}{M_i} \right) \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ cm/s},$$

$$\lambda_i = \frac{C_i \cdot 2\pi}{\omega} \simeq 6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}.$$

Полученная длина волны ионных колебаний, т.е. интервал между сгустками концентрации ионов, вполне согласуется с величиной интервала между ответвлениями, подтверждая возможность предложенного механизма возникновения ответвлений.

Судя по увеличенному изображению средней части лидера (рис. 2, *a*) (лучше сфокусированной), ответвления также имеют структуру, проанилизировать которую из-за недостаточного разрешения снимка в данном случае невозможно. Однако можно предполагать, что структура ответвлений также образуется вследствие деления головок. Таким образом, структура разряда в целом состоит из двух иерархических ступеней, развитие которых разнесено по времени, причем механизмы возникновения ступеней и образование их элементов различны.

Кроме рассмотренных электростатических факторов на структуру разряда влияет и токовая конкуренция между ветвями лидеров. Явление токовой конкуренции между каналами многоканального разряда в плотном газе известно давно. В общем виде схема ее универсальна: случайное начальное преимущество одного из каналов позволяет ему получить большую энергию, диссипация которой в канале обеспечивает большую проводимость и скорость его развития, а следовательно дальнейшее преимущество в потреблении энергии источника. Ее же уменьшение в то же время затрудняет развитие других каналов. Подобная схема с учетом l, i -соответствия приобретает, однако, большую детализацию и позволяет связывать конечное преимущество лидера или ветви на снимке (большие длина и сектор, занимаемый ветвями) со случайным опережением момента времени или случайным преимуществом места возникновения.

На рис. 2, *b, c* видно, что на начальном этапе развития лидеров $r < 0.5 \text{ cm}$ головки имеют возможность разойтись и токовая конкуренция между возникшими ветвями лидеров минимальна. В области $r \simeq 0.5-1 \text{ cm}$ боковые ветви всех лидеров сближаются по периметру до расстояния $\lambda \simeq 0.1 \text{ cm}$, токовая конкуренция между ними возрастает, а электростатическое взаимодействие в свою очередь удерживает головки от деления. И только с увеличением радиуса до 1.2 cm и после соответствующего увеличения периметра структуры и сокращения числа ветвей из-за токовой конкуренции расстояние между головками увеличивается и они вновь начинают делиться. Причем ветви, опередившие соседей, т.е. выигравшие в токовой конкуренции (l, i -соответствие), получают возможность разойтись шире, окончательно подавляя отставшие ветви. Такое сочетание электростатического и токового взаимодействий лидеров приводит к периодическому формированию крупных элементов структуры разряда, и она становится иерархичной как по периметру, так и по радиусу. Кроме того, оба эти взаимодействия связывают развитие каждого лидера с развитием всей структуры разряда, что и означает его самосогласованность.

Самосогласованность развития и иерархичность структуры разряда наталкивают на мысль, что она должна быть фрактальной. Как установлено в [9], структура лидерного разряда по поверхности диэлектрика (фигура Лихтенберга) имеет величину фрактальной размерности $D \simeq 1.7$. Это означает, что полная длина всех элементов структуры в пределах окружности с заданным радиусом $L(r) \sim r^D$. Величина фрактальной размерности определяется как угловой коэффициент графика зависимости $L(r)$ в двойном логарифмическом масштабе. При компьютерном моделировании таких фракталов, названных лапласовскими из-за соответствующего распределения поля, величина их размерности в предположении пропорциональности вероятности пробоя связи (постоянная квадратной решетки) локальной напряженности поля $D = 1.75 \pm 0.02$ [9,10].

Определение $L(r)$ по фотоснимкам разряда с нужной точностью достаточно сложно. Однако поскольку число «связей» ветвей, пересекающих окружность с радиусом r

$$n(r) = \frac{dL(r)}{dr} \sim r^{D-1} [11],$$

то величину фрактальной размерности структуры разряда можно определить из этого соотношения. С этой целью на рис. 2, *b* наносилась кольцевая сетка, и по ней подсчитывалось число ветвей и каналов, пересекающих окружность данного радиуса. Как видно на рис. 4, *a*, зависимость числа пересечений элементов структуры от радиуса для $U_0 = 4 \text{ kV}$, начиная с $r = 0.5 \text{ cm}$, имеет пульсирующий характер. В случае $U_0 = 6 \text{ kV}$ пульсации начинались с $r = 0.9 \text{ cm}$. Пульсации на графике сохранялись при подсчете числа элементов разными наблюдателями, хотя из-за различия их уровней восприятия изменялось число зафиксированных элементов. Более того, харак-

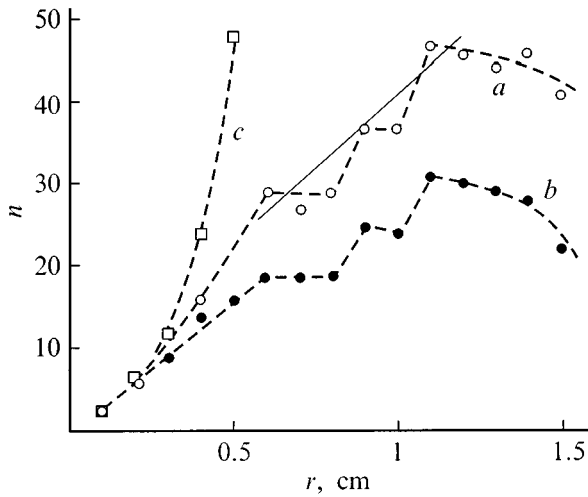


Рис. 4. Зависимость числа элементов структуры многоканального лидерного разряда от радиуса: *a* — реальный разряд, *b* — огрубленная структура, *c* — удвоение числа ветвей через 0.1 см длины канала; $U_0 = 4\text{ kV}$.

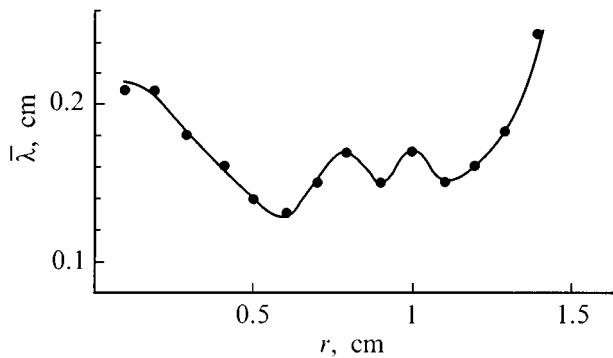


Рис. 5. Зависимость среднего расстояния между ветвями от радиуса ($U_0 = 4\text{ kV}$).

тер графика не меняется, если учитывать лишь ветви длиной (волны) больше 0.2 см (структура огрубляется) (рис. 4, *b*). На начальном этапе до $r < 0.3\text{ cm}$ для $U_0 = 4\text{ kV}$ реальное число ветвей (рис. 4, *a*) и их возможное число при удвоении через 0.1 см (рис. 4, *c*) различаются мало. Это связано с тем, что по периметру структуры головки каналов достаточно разделены, они развиваются и ветвятся практически под действием только центрального поля в условиях l, i -соответствия и при наличии только положительной обратной связи. С уменьшением расстояния между головками их деление начинает тормозиться зарядовым взаимодействием, играющим роль отрицательной обратной связи. Наличие же в системе положительной и отрицательной обратной связи неизбежно вызывает колебания при ее развитии (пульсации на рис. 4).

Более наглядно эти особенности развития структуры видны на графике зависимости среднего расстояния между ветвями $\bar{\lambda} = 2\pi r/n(r)$ от радиуса (рис. 5). Из

этого рисунка следует, что при $U_0 = 4\text{ kV}$ в области $0.5 < r < 1.2\text{ cm}$ достигается и с колебаниями поддерживается расстояние $\bar{\lambda} = 0.16\text{ cm}$, близкое к минимальному расстоянию между элементами структуры. Аналогично для $U_0 = 6\text{ kV}$ в области $0.9 < r < 2\text{ cm}$ $\bar{\lambda} = 0.2\text{ cm}$, т.е. поддерживается максимальная для данных условий плотность заполнения пространства элементами структуры. Усредняющие эти пульсации линейные зависимости $n(r)$ (сплошная линия на рис. 4, *a*) были использованы для вычисления величины фрактальной размерности. Во всех случаях при $U_0 = 4$ и 6 kV и трех или четырех начальных каналах $D = 1.85 \pm 0.05$.

Определение величины фрактальной размерности структуры одноканального разряда (рис. 2, *a*) производилось на основе двух соотношений: $L(l) \sim l^D$ и $N(l) \sim l^D$. В первом случае $L(l)$ — длина всех элементов структуры на длине l (рис. 6, *a*), которая измерялась курвиметром на фотоснимке с трехкратным увеличением. Во втором случае на том же снимке определялось $N(l)$ — число развилок в структуре канала на длине l (рис. 6, *b*). На участке канала длиной 4 см от анода, где $L(l)$ и $N(l)$ линейны, величина фрактальной размерности структуры составила $D = 0.96 \pm 0.05$ и 0.97 ± 0.03 соответственно.

Разница полученных значений фрактальной размерности лидерного многоканального разряда $D = 1.85$ и одноканального $D = 0.96$ связана с характером распределения электрического поля двумерного в первом случае и квазиодномерного во втором, а также соотношением детерминистских и случайных факторов в процессе развития разрядов. Большее время развития одноканального разряда $t_M \approx 20\text{ }\mu\text{s}$ в сравнении с $t_M \approx 4\text{ }\mu\text{s}$ многоканального давало бóльшую возможность проявиться случайности. Это же обстоятельство частично определяло разницу значений $D = 1.85$ для многоканального разряда по поверхности воды и $D = 1.7$ по твердому диэлектрику [9], поскольку характерное время развития разряда в последнем случае $\approx 1.0\text{ }\mu\text{s}$. Кроме того, разница значений D объясняется и большей степенью заполнения пространства элементами структуры разряда

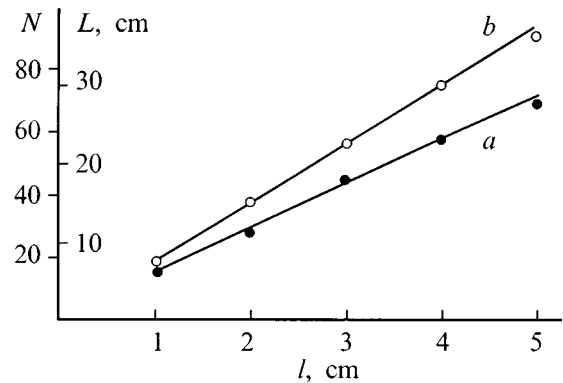


Рис. 6. Зависимость суммарной длины элементов (*a*) и числа развилок (*b*) структуры разряда от длины канала одноканального лидерного разряда ($U_0 = 6\text{ kV}$).

в нашем случае, так как элементы развивались не только по периметру, в "растущей зоне", как в случае твердого диэлектрика [9,12], но и во внутренних областях структуры, что связано с омической проводимостью воды и протеканием тока к катоду по всей площади слоя воды над ним в пределах структуры.

Полученные в [1–3] и данной работе результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Структура лидерного разряда образована двумя иерархическими ступенями. Первая связана с синхронным возникновением начальных каналов и их дальнейшим ветвлением в основном в поле анода, а последующая ступень — с возникновением ответвлений от каналов и ветвей в локальных полях структуры.

2. Развитие каждой ступени происходит за счет движения головок и их деления. Движение головки определяется ее зарядом и напряженностью поля, а деление связано с уплощением ее формы вследствие движения.

3. Увеличения числа каналов ветвей из-за деления их головок вносит в развитие разряда фактор случайности, вызывает конкуренцию и селекцию каналов благодаря их зарядовому взаимодействию и l , i -соответствию.

4. Селекция каналов в ходе самосогласованного развития обеспечивает иерархичность и фрактальность структуры лидерного разряда.

5. Боковые ветви и ответвления, являясь элементами иерархической структуры лидера, вместе с тем являются и неотъемлемыми факторами его развития, обеспечивая проводимость канала лидера и поддерживая тем самым потенциал головок.

6. Омическая проводимость воды обуславливает нелинейность развития канала через l , i -соответствие, которое выступает как положительная обратная связь при $di/dt > 0$ и как отрицательная обратная связь при $di/dt < 0$.

Кроме того, эти результаты дают возможность в самой общей форме сопоставить лидерный разряд по поверхности воды (диэлектрика) с атмосферным лидером. Хотя элементарные процессы на плазменном фронте их каналов одинаковы, формирование макроструктуры, макропроцессов в случае атмосферного лидера происходит в более сильном поле и имеет поэтому более выраженный детерминистский характер (ветвление меньше). И наоборот, их затянута кинетика при малой продольной напряженности поля у лидера по поверхности воды оставляет большую возможность для случайных процессов и развитие лидера становится более стохастичным. Это должно привести и к разнице величин фрактальной размерности их структур. Важная же роль поперечных элементов структуры (боковых ветвей и ответвлений) для развития лидера на поверхности воды указывает на необходимость их учета при разработке модели атмосферного лидера.

В заключение можно добавить, что использование воды для исследования лидерного разряда, а не твердого диэлектрика исключает необходимость его замены, так как свойства поверхности воды не меняются. Возможность же легко менять проводимость воды позволя-

ет контролируемо изменять диссипативные потери, что важно для установления связи их величины с величиной фрактальной размерности структуры лидерного разряда.

Список литературы

- [1] Белошеев В.П. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 8. С. 50–58.
- [2] Белошеев В.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 44–50.
- [3] Белошеев В.П. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 63–66.
- [4] Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988.
- [5] Шонланд Б. Полет молнии. М.: Гидрометеоздат, 1970. 83 с.
- [6] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 505 с.
- [7] Стекольников И.С. Природа длинной искры. М.: Изд-во АН СССР, 1967. 90 с.
- [8] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 64 с.
- [9] Nittmann J., Daccord G., Stanley H. // Nature. 1985. Vol. 314. P. 141–144.
- [10] Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H.J. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1033–1037.
- [11] Висман Г., Пьетронеро Л. Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. 211 с.
- [12] Пьетронеро Л., Эвертс К., Висман Г. Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. 211 с.