

- [1] White J. M., Heidrich P. F. Appl. Opt. 1976, v. 15, N 1, p. 151—155.  
 [2] Аксенов Е. Т., Липовский А. А. ЖТФ, 1980, т. 50, № 4, с. 842—844.  
 [3] Viljanen J., Kurki J. Appl. Opt., 1982, v. 21, N 23, p. 4321—4323.  
 [4] Gedeon A. Opt. Commun., 1974, v. 12, N 3, p. 329—332.  
 [5] Редько В. П., Шляхтичев О. Д. Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 23, с. 1414—1416.  
 [6] Козлов В. С. Приборы и техника эксперимента, 1983, № 4, с. 233—234.

Институт физики АН БССР  
 Могилевское отделение

Поступило в Редакцию  
 2 декабря 1986 г.

УДК 537.528

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

## О ПРИРОДЕ АНОДНЫХ СТРИМЕРОВ В ВОДЕ

П. Г. Петров, В. Р. Кухта, В. В. Лопатин

Процесс формирования разрядных каналов (стримеров) в конденсированной среде, находящейся под воздействием внешнего электрического поля, традиционно рассматривался как развитие зоны ионизации, распространяющейся от электрода в глубь промежутка. Для объяснения явления ионизации в нано- и микросекундном диапазоне экспозиций напряжения привлекаются самые разнообразные механизмы. Отметим самые популярные: авто- и ударной ионизации [1, 2], пузырьковый [3], ионизационных волн [4]. В настоящей ра-

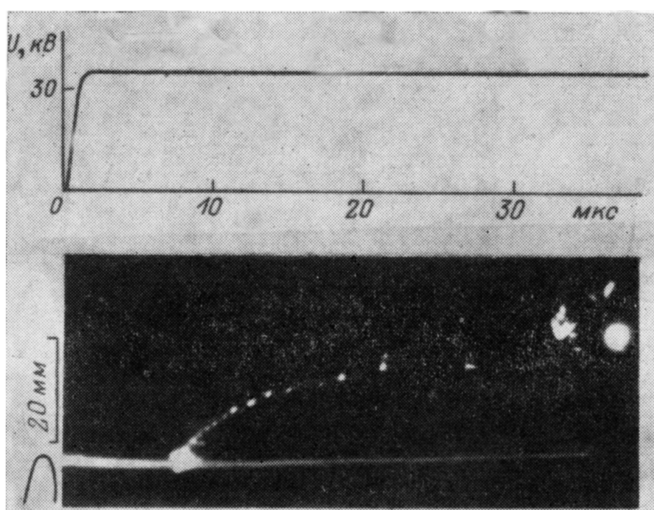


Рис. 1. Хронограмма собственного свечения разряда.

боте приводятся экспериментальные данные, не имеющие удовлетворительного объяснения в рамках существующих моделей. Предлагается новая модель анодного стримера, основные положения которой согласуются с известными экспериментальными данными.

Исследования поведения воды с проводимостью  $\sigma = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  проводились в электродной системе острый анод—плоский катод. Расстояние между электродами 60 мм, радиус острия 200 мкм, диаметр плоскости 60 мм. На промежуток подавался импульс с длительностью переднего фронта  $\sim 10^{-7}$  с и спадом до половины амплитуды  $\sim 10^{-3}$  с. Значение напряженности электрического поля в районе острия варьировалось в пределах  $5 \cdot 10^6$ — $10^8$  В/м. На рис. 1 представлена фотохронограмма свечения разряда в приострийной области, полученная с помощью ЭОП. Хорошо видно, что свечение не сопровождает непрерывно рост стримеров, что вызывает сомнения о правомерности привлечения механизмов авто-

и ударной ионизации. Пузырьковый механизм, в котором считается, что развитие стримера — суть ионизация газовой фазы в пузырьках, также едва ли способен объяснить этот экспериментальный факт.

Многочисленные оптические исследования развития разряда с использованием ОКГ и многокадровых систем показали, что в фазе движения разрядные каналы имеют нитевидную структуру диаметром нитей  $\sim 1$  мкм, причем их продвижению не предшествует появление пузырьков и ударных волн. Ударные волны и кавитационные пузырьки возникают на более поздней стадии развития стримера. Теневые изображения стримеров на стадии их релаксации (в режиме так называемого «незавершенного» разряда) представлены на рис. 2. Экспозиция кадра  $\sim 1$  нс, а интервал между ними 10 нс. Тщательный анализ подобных оптических данных показал, что возникающие за фронтом ударных волн зоны кавитации не способствуют образованию новых стримеров. Кавитация влияет на устойчивость образующихся

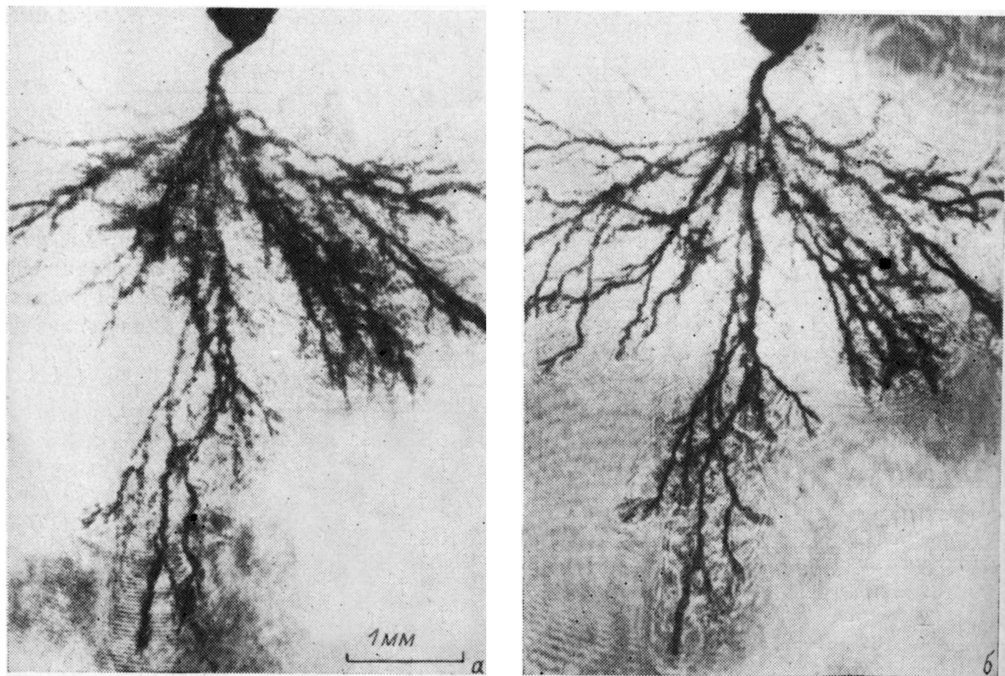


Рис. 2. Теневые фотографии развития разряда в воде, соответствующие моменту времени 1.3 мкс от начала импульса напряжения.

$U = 28$  кВ. Интервал между кадрами  $10^{-8}$  с, экспозиция кадра  $10^{-9}$  с.

вторичных структур, но не влияет на развитие собственно стримера. Факт релаксации стримера находится в прямом противоречии и с моделью ионизационных волн [4], по которой с уменьшением концентрации носителей в канале стример должен ускоряться.

Для объяснения природы стримеров рассмотрим контактные процессы на аноде. На рис. 3 приведен снимок контактных явлений на аноде, предшествующих началу развития стримера. Многочисленные эксперименты с использованием скоростной камеры показали, что развитие этих анодных зон — процесс гораздо более медленный, чем развитие из них собственно стримера. Следовательно, основным вопросом, который следует решать для построения модели развития стримера, является вопрос об инжекции носителей, а не об ионизации в поле.

Известно, что непосредственно у металлической поверхности, контактирующей с водой, создается плотный слой положительно заряженных ионов воды и примеси с концентрацией  $10^{21}$  см $^{-3}$  [5], металлическая поверхность при этом заряжается отрицательно. В такой ситуации протоны в контактной зоне следует рассматривать как носители положительного заряда, находящиеся в потенциальной яме, глубиной порядка энергии ионизации молекулы  $H_2O$   $\phi \sim 6.0$  эВ [6], а точнее — энергии образования электронно-дырочной пары в воде. Ясно, что прикладываемое внешнее поле не может существенно изменить условия на контакте.

Если контакт металл—вода считать идеальным генератором ионов, то их уход из резервуара под действием поля мгновенно компенсируется генерацией новых. Этот процесс можно рассматривать как испарение в металл тепловых электронов со стенки потенциальной ямы, контактирующей с жидкостью. Если считать дно резервуара идеально проводящим, то скорость его расширения в глубь промежутка ограничена сверху скоростью тепловых электронов, т. е.  $\sim 10^7$  см/с. Тогда местоположение контактных явлений (рис. 3) и головки стримера (рис. 2) геометрически соответствуют потенциальной яме, распространяющейся от анода.

В рамках нашего подхода на передней стенке стримера, нормаль к которой коллинеарна вектору скорости его движения, всегда будет иметься минимум потенциала, а ток в этой точке будет определяться током диффузии носителей, равным дрейфовому току в невозмущенной жидкости

$$\frac{\Delta\varphi}{\psi} e\mu \frac{kT}{e} \frac{dp}{dx} = \epsilon_0 \epsilon \frac{dE}{dt} + e\mu p_u E, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $p$  — концентрация ионов в плотной части слоя,  $E$  — напряженность внешнего поля,  $p_u$  — избыточная концентрация инжектированных носителей,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  — подвижность протонов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $x$  — продольная координата,  $t$  — время,  $\Delta\varphi = 2\sqrt{eE/\pi\epsilon\epsilon_0}$  — снижение потенциала  $\psi$  при приложении внешнего поля. Оценим производные в (1)

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{dE}{dt} = \epsilon_0 \epsilon \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} = e p_u \frac{dx}{dt}. \quad (2)$$

При записи (2) мы воспользовались уравнением Пуассона. Изменение поля во времени происходит за счет движения стенки стримера со скоростью  $v = dx/dt$ , с этой же скоростью движется впереди нее и инжектированный заряд плотностью  $p_u$ . Далее считаем, что  $dp/dx \sim p/\delta$  и не зависит от времени, а  $\delta$  — расстояние, на котором падает весь потенциал  $\psi - \Delta\varphi$ . В задаче об инжекции [2]

$$\delta = \sqrt{e/4\pi\epsilon\epsilon_0 E}. \quad (3)$$

Из (2) и (3) можно определить скорость распространения стримера в глубь промежутка

$$v = v_{1D} (p/p_u - 1). \quad (4)$$

Скорость движения стримера прямо пропорциональна дрейфовой скорости протонов  $v_{1D} = \mu E$  и обратно пропорциональна концентрации инжектированных носителей. Зарегистрированному в наших экспериментах диапазону скоростей движения стримера  $v = 10^5 \div 10^7$  см/с соответствует  $v_{1D} = 10^2 \div 10^3$  см/с и  $p/p_u \approx 10^2 \div 10^4$ . При отношении концентрации  $p/p_u \sim 1$  полностью блокируется движение стримера. Для объяснения относительного большого времени жизни контактных микроплазм теперь достаточно предположить, что первоначально они «замораживаются» инжектированным на фронте импульса объемным зарядом, постепенно просачиваясь через области с пониженной концентрацией. При этом происходит саморазгон передней стенки и самоуплотнение боковых стенок стримера, т. е. переработка первоначальной зоны (рис. 3) в нитевидную (рис. 2). Оставшийся у боковых стенок объемный заряд препятствует их поперечному движению, а выход передней стенки в область пониженных концентраций, ограниченный в дальнейшем только собственной инжекцией, способствует ее движению со скоростью, определяемой (4). Движение передней стенки в направлении пониженных концентраций  $p_u$  приводит к изгибам стримера, всегда регистрируемым в экспериментах. Заметим, что, пока стример движется, заряды инжектируются через его боковые стенки, препятствуя его расширению. После остановки, вызванной рекомбинационными процессами в стримере, заряды рассасываются жидкостью за время порядка времени максвелловской релаксации. Т. е. после остановки стример способен сохранять форму, близкую к первоначальной, в течение десятков микросекунд. «Неисчезающие» продукты остановившегося стримера (рис. 2) связаны с протеканием химических реакций газообразования, аналогичных реакциям в шпорах при радиоллизе [6].

Свечение (рис. 1) также связано с процессами рекомбинации в различных участках стримера, чем и объясняется его дискретный характер. Условиям непрерывного движения стри-

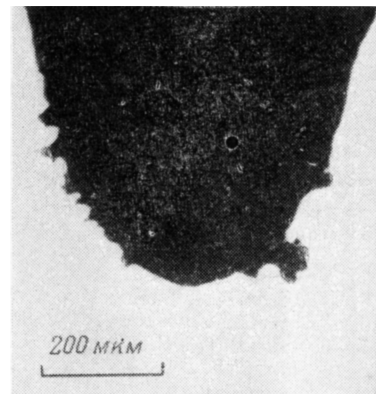


Рис. 3. Тенеграмма, соответствующая моменту возникновения разрядных процессов в воде.  $U = 27$  кВ.

мера, а следовательно, и пробы промежуток могут соответствовать две ситуации: 1) стример успевает преодолеть промежуток за время  $t$ , меньшее времени рекомбинации носителей; по нашим данным,  $t \leq 10^{-8}$  с; 2) сильное внешнее поле способно производить разогрев носителей на относительно высокоомных участках стримера, тем самым снижая вклад рекомбинации.

Полученное в [7] электрическое упрочнение воды в нано- и микросекундном диапазоне введением в нее добавок дипольных ионов с позиций рассмотренной модели объясняется связыванием ими носителей и накоплением объемного заряда у электрода или в промежутке.

Для построения детальной теории на основе предложенной модели необходимы дальнейшие исследования устойчивости холодной плазмы и ее инжекционной способности.

Отметим, что предлагаемая модель, кроме объяснения геометрии стримера, позволяет также качественно объяснить эффект полярности появления контактных явлений в воде [8]. Для этого достаточно принять во внимание, что у катода имеет место в известной степени противоположная ситуация, а именно присутствует потенциальный барьер для инжектируемых носителей. Т. е. вместо омического контакта, как у анода, на катоде образуется запирающий контакт, пробой которого приводит к появлению связанного отрицательного объемного заряда, препятствующего дальнейшему развитию катодных стримеров.

Авторы выражают признательность Г. С. Кучинскому и Е. А. Морозову за полезные обсуждения результатов работы.

### Литература

- [1] Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975. 256 с.
- [2] Адамчевский И. Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л.: Энергия, 1972. 294 с.
- [3] Коробейников С. М., Яншин К. В., Яншин Э. В. В кн.: Импульсный разряд в диэлектриках. Новосибирск: Наука, 1985. 160 с.
- [4] Кускова Н. И. ЖТФ, 1983, т. 53, № 5, с. 924—925.
- [5] Адамсон А. Физическая химия поверхности. М.: Мир, 1979. 568 с.
- [6] Харт Э., Анбар М. Гидратированный электрон. М.: Атомиздат, 1973. 279 с.
- [7] Кучинский Г. С., Морозов Е. А. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 24, с. 1526—1531.
- [8] Лопатын В. В., Ушаков В. Я., Черненко В. П. Изв. вузов. Физика, 1975, № 3, с. 99—106.

Научно-исследовательский институт  
высоких напряжений при Томском  
политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию  
30 декабря 1986 г.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ЦМДСОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК

М. М. Червинский, Л. А. Иевенко, В. А. Панов, Н. В. Малых,  
Е. Л. Гаврилов, П. И. Окон

Существующие способы реализации магнитооптического (МО) метода измерения локальных параметров магнитной анизотропии пленок, содержащих цилиндрические магнитные домены (ЦМД), неоднократно обсуждались в [1-5]. Ограничения, связанные с их применением, в основном обусловлены трудностями автоматизации измерений, необходимостью механических (угловых) перемещений образца при регистрации ориентационных зависимостей угла МО вращения, неточным измерением показателя преломления материала образца и т. д. Из-за низкой точности измерений по существу можно лишь оценить значение параметра кубической анизотропии  $K_1$ , а определение параметра одноосной анизотропии  $K_2$  обычно производится с относительной погрешностью, не меньшей  $10 \cdot 10^{-2}$ .

Цель данной работы — показать возможность определения с большей точностью параметров магнитной анизотропии на основе использования МО эффекта Фарадея при нормальном падении излучения.

Рассмотрим перемангничивание монокристаллической феррит-гранатовой пленки, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) (см. рисунок, а). Перемангничивающее поле  $H_1$  расположено в плоскости образца и коллинеарно направлению