

Изменение длительности фронта действующего напряжения ($\tau_{\phi} = 15$ мкс) на качественной картине поведения поля не сказывается. Отметим лишь, что время формирования пробоя существенно уменьшилось из-за увеличения скорости распространения лидера и увеличения длины стримерной зоны в финальной стадии (см. рисунок, г).

Таким образом, полученные результаты показывают, что на изменение во время напряженности электрического поля искрового разряда определяющее влияние оказывает пространственный заряд стримерной зоны и канала лидера. Характерной особенностью поведения электрического поля в чехле канала лидера при пробое является изменение его полярности. Время нейтрализации пространственного заряда растет с увеличением длины промежутка или радиуса чехла канала лидера. Максимальное значение электрического поля достигается в стримерной зоне лидера и составляет 4–6 кВ/см.

В заключение авторы выражают благодарность В.Р. Аванскому, Г.И. Алексюткину и В.М. Кудрякову за помощь в проведении экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а з е л я н Э.М. // ЖТФ. 1964. Т. 34. № 36. С. 474–483.
- [2] W a t e r s R.T. // J. Phys. E. 1972. V. 5. P. 475–478.
- [3] Н и д а к а К., М и р о о к а Y. // IEEE Proc. 1985. V. 132. Pt. A. N 3. P. 139–146.
- [4] Горчаков В.К., Куцаенко В.В., Потанов В.Т. // Радиотехника. 1988. № 8. С. 28–31.
- [5] Чернов Е.Н. Генератор импульсных напряжений 9-МВ наружной установки. Материалы Всес. н.-т. конф. „Ленинский план электрификации СССР в действии“. М., 1981. С. 15.

Всесоюзный электротехнический институт им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
15 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

04

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ВОДЕ

Н.И. К у с к о в а

Ранее было показано, что развитие наносекундного разряда в воде связано с термополевой диссоциацией (эффектом Френкеля) при максимальных напряженностях поля $E \approx 10^9$ В/м [1, 2].

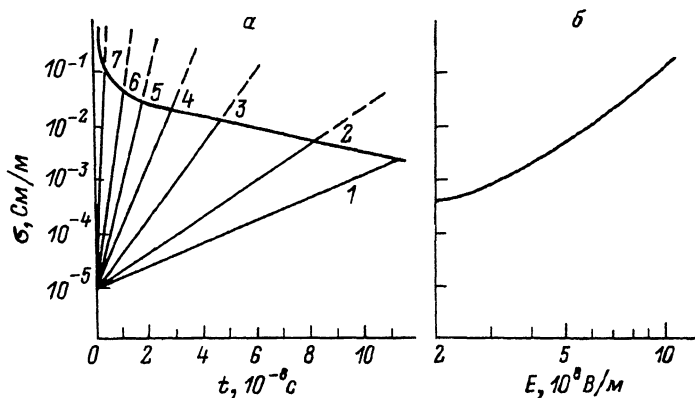


Рис. 1. а) Зависимость максимальной электропроводности от максимальной напряженности поля. б) Зависимость электропроводности от времени при различных значениях максимальной напряженности поля: 1 - $E = 5 \cdot 10^8$, 2 - $6 \cdot 10^8$, 3 - $7 \cdot 10^8$, 4 - $8 \cdot 10^8$, 5 - $9 \cdot 10^8$, 6 - 10^9 , 7 - $1.1 \cdot 10^9$ В/м.

Проведенные экспериментальные исследования начальных стадий формирования электрического пробоя в воде электропроводностью $\sigma \approx 10^{-5}$ См/м в однородном поле при средних напряженностях $E = (3.3 \dots 4.3) \cdot 10^7$ В/м позволили авторам работы [3] сделать вывод об определяющей роли термополевой диссоциации, приводящей к инициации пробоя в области усиления поля (вблизи микроострий на поверхности анода) в микросекундном диапазоне, перераспределению поля в промежутке и формированию первичного плазменного канала, в котором реализуются условия для дальнейшего развития пробоя.

Таким образом, термополевая диссоциация может являться первой стадией формирования электрического пробоя в воде не только в нано-, но и в микросекундном диапазоне, если напряженность поля в приэлектродной области достаточно велика.

Определим интервалы напряженности поля, в которых реализуются разряды в нано- или микросекундном диапазоне, и возможные механизмы их развития. Для анализа механизмов формирования пробоя воспользуемся приближенными зависимостями основных параметров первичных плазменных каналов, образующихся при термополевой диссоциации, от максимальной напряженности поля.

В работе [2] получено выражение для максимальной степени диссоциации $\alpha = \rho/N$ (ρ - концентрация протонов H^+ , N - концентрация молекул воды) в формирующемся плазменном канале

$$\alpha_{max} \approx \left(\frac{\varepsilon K(E_{max})}{2 e \mu N} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

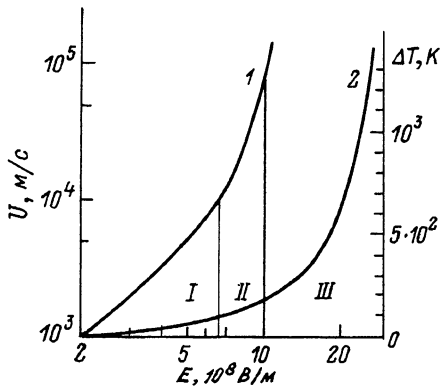


Рис. 2. Зависимости скорости распространения (1) и температуры (2) первичного плазменного канала от максимальной напряженности поля.

где E_{max} — максимальная напряженность поля, ϵ — диэлектрическая проницаемость, $K(E)$ — зависимость коэффициента скорости диссоциации от напряженности поля, μ — подвижность протонов.

Тогда максимальная электропроводность в канале определяется выражением

$$\sigma_{max} \approx [2e\epsilon\mu K(E_{max}) \cdot N]^{1/2}. \quad (2)$$

При достаточно больших значениях E_{max} возрастание электропроводности пропорционально времени $\sigma \approx 2e\mu K(E) \cdot Nt$. Построим зависимости $\sigma(t)$ при различных значениях напряженности поля. Так как рост электропроводности ограничен максвелловским временем релаксации τ_M , то можно построить также кривую, ограничивающую рост электропроводности во времени, согласно выражению (2).

На рис. 1 представлены зависимости электропроводности от максимальной напряженности и от времени.

Построим график зависимости скорости распространения первичного канала U от напряженности поля по выражению, полученному в работе [1],

$$U \approx K(E_{max}) \cdot \alpha_{max}^{-1} \cdot r + \mu E_{max}, \quad (3)$$

где r — радиус канала, α_{max} определяется выражением (1).

Из графика, представленного на рис. 2, следует, что при напряженностях поля $E > 10^9$ В/м скорость распространения канала $U \approx 10^5$ м/с, а при $6 \cdot 10^8 \leq E \leq 10^9$ В/м скорость $U \approx 10^4 - 5 \cdot 10^4$ м/с.

Для оценки максимального изменения температуры в первичном канале ΔT можно воспользоваться приближенным выражением

$$\Delta T = T_{max} - T_0 \approx \frac{\epsilon_{max} \cdot E_{max}^2}{\rho c} \cdot \tau_M, \quad (4)$$

где ϵ_{max} определяется выражением (2), ρ — плотность, c — теплоемкость.

На рис. 2 представлена расчетная зависимость максимального изменения температуры в первичном канале от напряженности поля, которая позволяет определить интервалы напряженности поля, в которых могут реализоваться различные механизмы формирования пробоя.

Так, область I ($\Delta T < 80$ К), которой соответствуют напряженности поля $E < 6.6 \cdot 10^8$ В/м, является областью, в которой образуется слабоионизованный плазменный канал (степень диссоциации $\alpha < 2 \cdot 10^{-6}$). Формирование такого канала не может вызвать изменений среды, с которыми будет связано дальнейшее развитие пробоя (ионизация, фазовый переход). Таким образом, при $E_{max} < 6.6 \cdot 10^8$ В/м термополевая диссоциация не приводит к инициации пробоя. В этой области, по-видимому, инициация пробоя осуществляется газовым разрядом в микропузырьках, содержащихся в воде.

В области II ($6.6 \cdot 10^8 \leq E \leq 10^9$ В/м) температура в первичном канале оказывается достаточной для вскипания воды (при нормальных условиях). Здесь вскипание микрообъемов воды, происходящее со скоростью порядка скорости звука в воде, является возможной стадией дальнейшего развития разряда. Изменение начальной температуры или внешнего давления приведет к смещению границы между областями I и II, т.к. температура кипения и другие физические характеристики зависят от внешнего давления.

В области III ($E > 10^9$ В/м) скорость роста температуры максимальна, при этом возрастет скорость термической диссоциации, что приведет к возрастанию электропроводности и повышению температуры в канале до величин $\sim 10^3$ К. Термическая диссоциация и ионизация, а также тепловой пинч являются факторами, приводящими к преобразованию первичного канала в лидер и дальнейшему росту температуры до величин $\sim 10^4$ К.

Таким образом, в области напряженностей $E = (6.6-20) \cdot 10^8$ В/м термополевая диссоциация воды в прианодной области инициирует формирование пробоя, приводя к перераспределению поля и распространению первичного плазменного канала, в котором реализуются условия для дальнейшего развития предпробивных процессов. Механизмы начальной стадии формирования пробоя в микро- и наносекундном диапазоне при указанных напряженностях поля одинаковы, различны скорости протекания предпробивных стадий и значения основных параметров, которые могут отличаться на 1...2 порядка.

При напряженностях поля $6.6 \cdot 10^8 \leq E \leq 10^9$ В/м первичные каналы образуются за времена $t \sim 10^{-8}$ с, их скорость $\sim 10^4$ м/с, температура превышает температуру кипения воды, при этом формирование пробоя происходит в микросекундном диапазоне.

При $E > 10^9$ В/м формирование пробоя происходит за времена $t < 10^{-8}$ с (наносекундный разряд), скорость распространения плазменных каналов $\sim 10^5$ м/с, температура достигает значений $\sim 10^3$ К.

Приведенные результаты согласуются с известными экспериментальными данными.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кускова Н.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 5. С. 924-925.
- [2] Косенков В.М., Кускова Н.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 10. С. 2017-2020.
- [3] Авроров А.П., Воробьев В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-69. Новосибирск. 1983.

Поступило в Редакцию
8 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

07

ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЙ СДВИГ ПОЛОСЫ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ В ИНДУЦИРОВАННОМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

В.Б. Виноградов, Л.А. Кутуля,
Ю.А. Резников, В.Ю. Решетняк,
А.И. Хижняк

Одним из типов оптической нелинейности жидких кристаллов является конформационная нелинейность, обусловленная изменением формы молекул при поглощении света [1]. В нематиках конформационная нелинейность проявляется в зависимости показателя преломления n от интенсивности света I , обусловленной изменением поляризуемости χ молекул при фотопревращении и параметре порядка s нематика вблизи них [2-3].

В холестерических жидких кристаллах (ХЖК) изменение формы молекул может приводить, кроме изменения χ и s , к изменению их закручивающей способности A , т.е. к светоиндуцированному изменению шага холестерической спирали ρ и, как следствие, к сдвигу максимума полосы селективного отражения ХЖК λ_m [4]. В чистом виде такая нелинейность должна проявляться в индуцированных ХЖК на основе нематических матриц с закручивающими добавками. Этим системам присуще сохранение параметров холестерической спирали