

УДК 537.528

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА «ПЛАЗМЕННЫХ» КАНАЛОВ ПРИ ПРОБОЕ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ *

А. Л. Куперштох, Д. А. Медведев
(Новосибирск)

При создании в жидком диэлектрике достаточно сильного электрического поля происходит электрический пробой диэлектрика. В процессе развития пробоя вначале на поверхности электрода возникает одно или несколько светящихся образований, представляющих собой области проводящей фазы. Из них происходит затем быстрый рост тонких плазменных каналов — стримеров. Хорошо известно, что при достижении стримером противоположного электрода формируется проводящий канал. При выделении в нем энергии канал расширяется, создавая расходящиеся ударные волны. Вместе с тем, ударные волны образуются уже на стадии роста стримерной структуры из-за энерговыделения в ее ветвях. Ясно, что динамика развития проводящей структуры в значительной степени определяется течениями окружающего жидкого диэлектрика. Поэтому, при создании модели электрического пробоя необходим учет гидродинамических течений.

В данной работе рассмотрено распространение стримера и динамика канала разряда.

Течение жидкого диэлектрика моделировалось с помощью метода решеточных газов (LGA) и с помощью метода решеточного уравнения Больцмана (LBE). Метод LBE представляет собой решение кинетического уравнения для некоторой модельной системы. Все пространство заполнено регулярной сеткой, скорости частиц могут принимать дискретное число значений, соответствующих перемещению за временной шаг в один из соседних узлов. Уравнение эволюции имеет вид:

$$N_i(\vec{x} + \vec{c}_i, t + \Delta t) = N_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(N(\vec{x}, t)).$$

Использовалась ВГК-форма оператора столкновений $\Omega_i(N) = -(N_i - N_i^{eq})/\tau$ [1]. Расчеты проводились на двумерной квадратной сетке с четырьмя значениями скорости частиц 0, 1, $\sqrt{2}$, 2 (13 возможных векторов скорости) [2, 3]. Такая модель позволяет ввести температуру и описать энерговыделение. При выделении энергии в тонком однородном проводящем прямолинейном канале температура и, соответственно, давление в нем повышаются, и канал расширяется, формируя расходящуюся ударную волну. При определенных условиях структура полученных течений при расширении прямолинейного проводящего канала может быть автомодельной. Построено автомодельное решение для одномерной задачи о расширении цилиндрического проводящего канала (рис. 1), которое справедливо при выполнении трех условий [4].

1. Мощность выделяемой в канале энергии $W = at$ [5].
2. Внутри канала теплопроводность достаточно высока, и приближенно можно считать,

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-02-18416) и Федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы».

что вся выделяющаяся в нем энергия переносится к границе канала как путем кондуктивной теплопроводности, так и за счет излучения.

3. Весь поток тепла из канала поглощается в тонком слое жидкости, вызывая переход молекул из жидкости в плазму канала после их диссоциации и частичной ионизации. Действительно, поглощение излучения в жидкостях резко возрастает при энергии фотонов порядка 10 эВ. Например, из данных о спектре поглощения воды в области далекого ультрафиолета [6] следует, что излучение с длиной волны $\lambda < 1600 \text{ \AA}$ практически полностью поглощается в тонком слое жидкости $\sim 10^{-4} \text{ см}$.

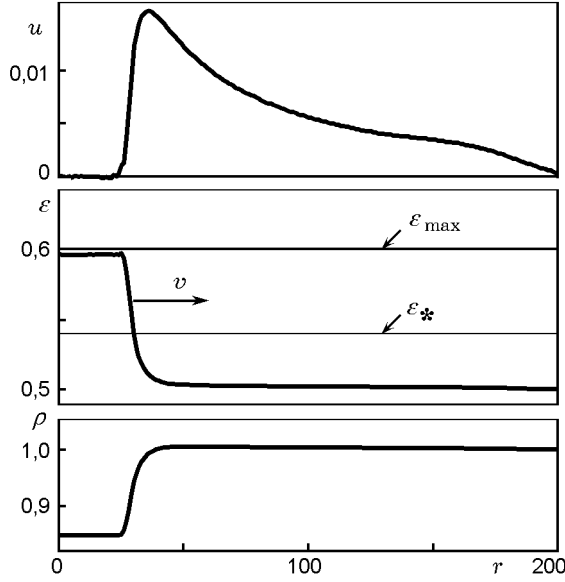


Рис. 1

зодинамический разрыв. При этом из законов сохранения массы и импульса следует, что внутри канала давление понижено на величину $\Delta p = \rho V v$ (здесь ρ — плотность вещества внутри канала, V — наблюдаемая скорость границы канала, v — массовая скорость вещества снаружи).

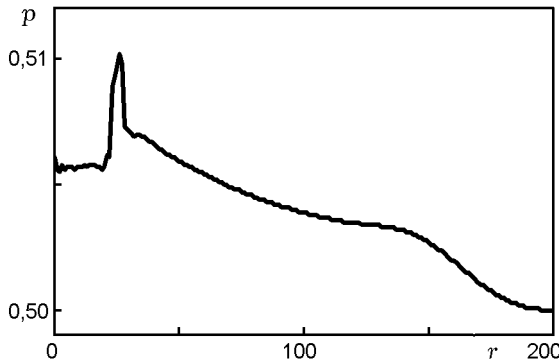


Рис. 2

При этих условиях массовая скорость «плазмы» внутри проводящего канала равна нулю, а температура, плотность и, соответственно, давление постоянны как по сечению канала, так и во времени.

Исследованы автомодельные режимы расширения цилиндрического канала стримера при $W = \alpha t$ в условиях, когда энергия выделялась в тонком слое $\varepsilon_* < \varepsilon < \varepsilon_{\max}$. На рис. 1 приведены результаты расчета с использованием метода ЛВЕ. Скорость вещества внутри канала $u \approx 0$, а снаружи $u \sim 1/r$ вплоть до фронта расходящейся ударной волны. Ее амплитуда зависит от мощности энерговыделения и в данном случае мала. Внутри проводящего канала наблюдаются возмущения, особенно заметные на графиках скорости. Возможно, это связано с наличием стохастической турбулентности в «плазме» канала.

Если толщина переходного слоя мала по сравнению с радиусом канала, его можно рассматривать как квазистационарный га-

На рис. 2 приведен график давления, соответствующий варианту расчета, показанному на рис. 1. Оказалось, что наблюдается не только разница давлений Δp , но существует еще небольшой пик давления, локализованный внутри переходного слоя. Для объяснения этого эффекта была рассмотрена одномерная модель вязкого переходного слоя.

Пусть энерговыделение происходит в слое ширины L . В сопутствующей системе отсчета жидкость втекает в зону выделения энергии со скоростью D . При этом законы сохранения массы, импульса и энергии в отсутствии теплопроводности имеют вид:

$$\rho v = \rho_1 D,$$

$$p + \rho_1 D v - \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{dv}{dx} = p_1 + \rho_1 D^2, \quad (1)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} p v + \rho_1 D \frac{v^2}{2} - \left(\frac{4}{3} \eta + \zeta \right) v \frac{dv}{dx} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_1 D + \rho_1 \frac{D^3}{2} + v \int_0^x \frac{Q}{v} dx.$$

Здесь v — текущая скорость вещества, γ — показатель адиабаты газа в переходном слое, Q — мощность энерговыделения в нем в единице объема, η — коэффициент динамической вязкости, ζ — вторая вязкость.

Система уравнений (1) решалась численно. На рис. 3 приведены результаты расчетов для $p_1 = 1$; $c_1 = 1$; $D/c_1 = 0,2$; $\gamma = 5/3$ в случае постоянного энерговыделения внутри слоя ширины $L = 1$ (безразмерное тепловыделение $QL/p_1c_1 = 0,35$, а безразмерный коэффициент вязкости $(4/3\eta + \zeta)c_1/(p_1L) = 1$). В отсутствие вязкости давление монотонно уменьшается в зоне энерговыделения (рис. 3, кривая 1). Из-за вязкой составляющей тензора напряжений $p_V = (4/3\eta + \zeta)dv/dx$ в переходном слое может возникнуть пик давления (рис. 3, кривая 2). Это следует из второго уравнения (1): давление $p = p_1 + \rho_1 D(D - v) + p_V$. При постоянной вязкости величину пика можно оценить, считая $dv/dx \approx V/L$. При типичных значениях $V \sim 100$ м/с [7], $\eta = 10^{-3}$ кг/м·с и $L \sim 10^{-6}$ м [8] получаем $p_V \sim 10^5$ Па $\sim 1\%$ от p_1 . Давление p_1 в жидкости вблизи цилиндрического канала разряда оценивалось по скорости его расширения V [9]. При $V \sim 100$ м/с для воды имеем $p_1 \approx 3 \cdot 10^7$ Па. Такого же порядка получается относительная величина пика давления в переходном слое и в расчетах по методу ЛВЕ (рис. 2).

В расчетах, представленных на рис. 4, поток излучения J падал справа на границу жидкости. Поглощение излучения в веществе происходит по закону Бугера — Ламберта $dJ/dx = \alpha J$ (положительный знак в правой части связан с направлением потока излучения против оси x), где α — коэффициент поглощения. Система уравнений (1) решалась совместно с уравнением поглощения излучения при тех же значениях параметров, что и первом случае. Если в качестве модельной зависимости коэффициента поглощения принять функцию, резко зависящую от плотности вещества, например, $\alpha = 20(\rho/\rho_1)^8$, то практически весь поток энергии поглощается в некотором тонком слое. Соответственно, плотность энерговыделения $Q = \alpha J$ имеет максимум внутри этого слоя. В этом случае картина течения качественно не отличается от приведенной на рис. 3.

При выделении энергии в тонких проводящих каналах стримера температура и давление в них повышаются, и каждый из каналов расширяется, формируя расходящуюся ударную волну. В процессе роста ветвистой стримерной структуры происходит взаимодействие многих ударных волн, приводящее к образованию сложной интерференционной картины.

Задача решалась в прямоугольной области между двумя плоскими горизонтальными электродами, на которые подавался импульс напряжения $U(t)$. В направлении x принимались периодические граничные условия. Расчет роста стримеров проводился в два этапа [10, 11].

На первом этапе моделировался рост каркаса стримерной структуры на квадратной сетке (рис. 5). Возникновение новых проводящих звеньев происходило в соответствии с некоторым стохастическим критерием. Высокоскоростные фотографии развития стримерных структур указывают на то, что рост стримеров происходит только с кончиков уже существующих ветвей [12]. Поэтому был предложен критерий роста стримеров TGCR

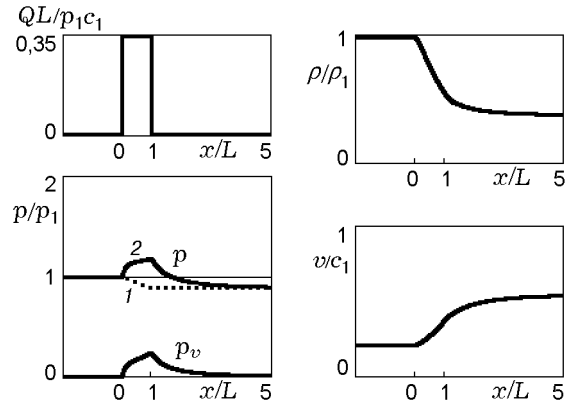


Рис. 3

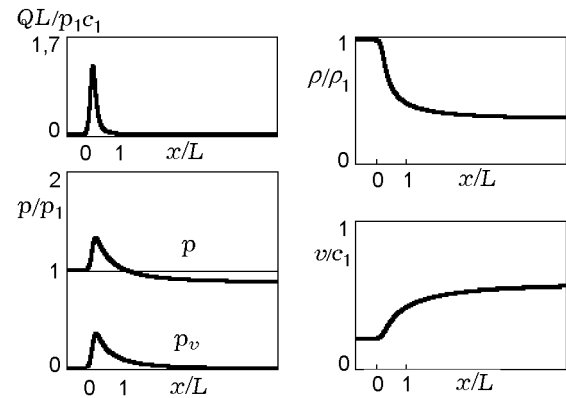


Рис. 4

(Tip Growth Criterion with Ramification — критерий роста путем ветвления кончиков) [13]. Этот критерий роста основан на критерии флуктуаций электрического поля (FFC), в котором возникновение новых ветвей на очередном шаге по времени допускалось только с вершин существующей структуры, то есть, в узлы отмеченные на рис. 5 крестиками. Вероятности возникновения новых звеньев P_i зависят от локального электрического поля. При таком подходе с некоторой вероятностью происходит разветвление каналов стримера. Вероятность P_i определяется вероятностью выполнения условия: если локальное электрическое поле $E > E_* - \delta$, то возникает новое звено проводящей фазы. Здесь случайная величина $\delta = -g \ln(\xi)$, где ξ — случайное число, равномерно распределенное на интервале от 0 до 1. При этом функция распределения $f(\delta) = \exp(-\delta/g)/g$.

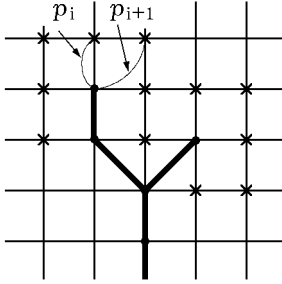


Рис. 5

При расчете роста каркаса стримерной структуры распределение электрического потенциала на каждом шаге по времени находилось из решения уравнения Пуассона. Перенос заряда вдоль ветвей проводящей структуры вычислялся по закону Ома.

На втором этапе рассчитывалось газодинамическое течение при зафиксированной во времени последовательности роста ветвей стримера. Использовался метод решеточных газов на квадратной сетке с энерговыделением [14]. Частицы могли иметь три значения скорости: 0, 1, $\sqrt{2}$ (9 возможных векторов скорости). В узлах, занятых проводящей фазой, происходило выделение энергии. Переход вещества в плазму канала на его границе моделировался условием достижения в узле определенной температуры вещества

ва $\varepsilon_* > 0,65$.

На рис. 6 представлены два последовательных момента роста ветвистой стримерной структуры при пробое с острия. Скорость роста ветвей стримера изменялась во времени и была в 2–5 раз выше скорости звука. Поле распределения плотности вещества определялось путем усреднения по 9 соседним узлам решетки и по 12 случайным реализациям расчета газодинамических течений. Темный цвет соответствует меньшей плотности. Видны расширяющиеся каналы стримера и сложная ударно-волновая конфигурация, возникающая в результате интерференции ударных волн от разных ветвей стримера. Аналогичные картины течения наблюдаются на теневых фотографиях распространения стримеров, полученных в экспериментах [15].

Таким образом, показано, что с одной стороны газодинамические процессы являются следствием роста стримеров, а с другой оказывают определяющее влияние на динамику развития стримерных структур.

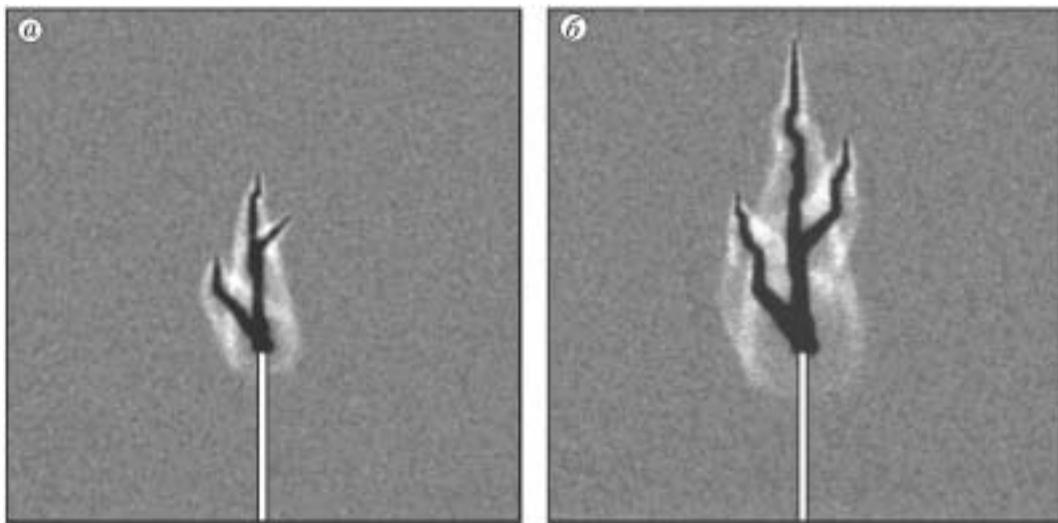


Рис. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bhatnagar P., Gross E. P., Krook M. K.** A model for collision process in gases. I. Small amplitude process in charged and neutral one-component system // *Phys. Rev.* 1954. V. 94. P. 511–525.
2. **Qian Y. H.** Simulating thermohydrodynamics with lattice BGK models // *J. Sci. Comp.* 1993. V. 8, N 3. P. 231–242.
3. **Медведев Д. А., Куперштох А. Л.** Метод решеточного уравнения Больцмана в задачах газодинамики // *Динамика сплошной среды*, 1999. Вып. 114. С. 117–121.
4. **Kupershtokh A. L., Medvedev D. A.** Simulations of Gas-dynamic Flows During Streamers Propagation at Liquid Dielectrics Breakdowns // *Conf. Record of the 1998 IEEE Int. Symposium on Electrical Insulation, IEEE N 98CH36239, Arlington, USA, 1998.* P. 611–614.
5. **Арсентьев В. В.** К теории импульсных разрядов в жидкой среде // *ПМТФ*, 1965. № 5. С. 51–57.
6. **Barrett J., Mansell A. L.** Ultra-violet absorption spectra of the molecules H_2O , HDO and D_2O // *Nature*, 1960. V. 187. P. 138–141.
7. **Gournay P., Lesaint O.** On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. II: propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1994. V. 27. P. 2117–2127.
8. **Kupershtokh A. L.** Investigation of non-ideal plasma generated in the channel of electric discharge in water // *Proc. of the 15th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Minsk, USSR, 1981.* P. 345–346.
9. **Okun' I. Z.** Calculation of pressure acting on a piston at its constant expansion velocity // *Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekh. Zhidk. Gaza*, 1965. N 1. P. 126–130.
10. **Куперштох А. Л.** Моделирование роста ветвистой стримерной структуры в жидком диэлектрике с образованием ударных волн // *Материалы III Научной школы «Импульсные процессы в механике сплошных сред»*, Николаев, Украина, Изд-во ИИПТ НАН Украины, 1999. С. 34–35.
11. **Kupershtokh A. L., Medvedev D. A.** Simulations of Hydrodynamic Flows During Streamer Propagation in Dielectric Liquids // *Proc. of the 13th Int. Conf. on Dielectric Liquids, IEEE N 99CH36213, Nara, Japan, 1999.* P. 179–182.
12. **Torshin Y.** Monochannel propagation mechanism in transformer oil at low breakdown probabilities // *Proc. of the 12th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, IEEE N 96CH35981, Roma, Italy, 1996.* P. 230–233.
13. **Куперштох А. Л., Карпов Д. И.** Моделирование электрического пробоя жидкостей в трехмерных моделях с «физическим» временем // *Материалы IX Научной школы «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах»*, Николаев, Украина, Изд-во ИИПТ НАН Украины, 1999. С. 21–22.
14. **Kupershtokh A. L., Ishchenko S. M., Ershov A. P.** Instability of interface between conductive liquid and non-conductive one in electric field // *Proc. of the 12th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, IEEE N 96CH35981, Roma, Italy, 1996.* P. 107–110.
15. **Gournay P., Lesaint O.** Study of the dynamics of gaseous positive streamer filaments in pentane // *Proc. of the 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, IEEE N 93CH3204-5, Baden-Dättwil, Switzerland, 1993.* P. 289–293.