

[8] Воронов И.Н., Гресевков И.М., Гринштейн П.М. и др. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 11, с. 645-649.

[9] Thomas J.E., Baldwin J.O., Derichs P.H. - Phys. Rev. B., 1971, v. 3, N 4, p. 1167-1173.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
4 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21 12 ноября 1988 г.

ЭЛЕКТРОГРАФИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ФРОНТА СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА

О.А. Журавлев, А.В. Кислицев,
А.П. Кусочек, А.Л. Муркин

Скользющий по поверхности диэлектрика разряд (СР) нашел широкое применение в сильноточной коммутационной аппаратуре [1], системах накачки газовых лазеров [2]. Развиваясь в условиях резко-неоднородного электрического поля с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика, СР характеризуется многообразием и сложностью физических механизмов. Наименее изучена начальная стадия разряда, отличающаяся нерегулярным развитием ионизационных процессов [3], где дискретный характер рождения электронов должен приводить к формированию двухмерных ионизирующих волн пространственного заряда [4]. Локализация распространяющихся волн ионизации в приповерхностной области диэлектрика приводит к определяющим развитию СР эффектам, обусловленным сильным искажением внешнего поля за счет экранировки его составляющих поверхностным зарядом на границе газа с диэлектриком и объемным зарядом в слое плазмы.

Рассматривая распространение фронта СР как уединенной волны ионизации, в [5] показано, что для описания динамики процесса необходимо иметь пространственно-временное распределение электрического поля и концентрации электронов на границе газа с диэлектриком. Оптические методы регистрации пространственно-временного распределения изолиний светимости в зоне волны ионизации требуют применения светосильной оптики и затруднены в связи с интенсивной засветкой от последующей ступени лидера СР [3].

Электрические зонды, являясь контактными методом, нашли распространение [6] лишь для определения усредненной скорости развития волны ионизации СР на участке диэлектрической подложки.

В работе предложено применение электрографического метода [7] для исследования пространственно-временной структуры фронта вол-

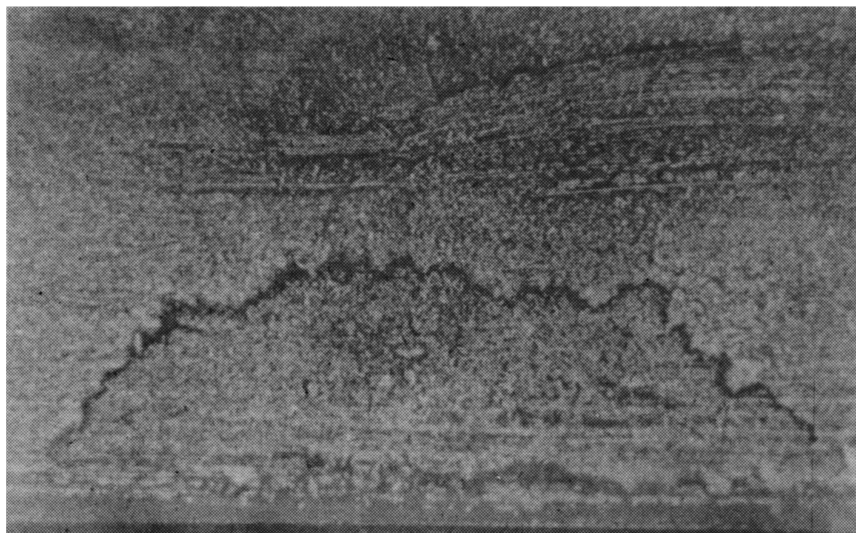


Рис. 1. Характерный вид замкнутых порошковых структур.

ны ионизации СР, связанного с визуализацией остаточных распределений поверхностных зарядов на диэлектрической подложке. Применение метода основано на том, что в СР на переднем фронте волны ионизации нормальная к направлению распространения разряда составляющая напряженности поля E_y во много больше продольной составляющей E_x . Это приводит к тому, что ионизация газа электронным ударом осуществляется первоначально в поле уединенной волны E_y [5]. Нормальная составляющая плотности тока проводимости неравновесной плазмы заряжает распределенную емкость диэлектрика, образуя скрытое электрическое изображение в виде зарядового или потенциального рельефа, соответствующего структуре фронта волн ионизации. Обрывая развитие незавершенной фазы СР в определенный момент времени после ее возникновения, можно фиксировать поэтапную картину формирования и распространения поверхностных волн ионизации.

В наших исследованиях скрытое электростатическое изображение визуализировалось путем нанесения на подложку проявляющего диэлектрического порошка, состоящего из стеклянных шариков диаметром не более 60 мкм. Выбор порошка обусловлен отсутствием сил сцепления между шариками в неполяризованном состоянии, минимальным коэффициентом трения с подложкой и существенной величиной наведенного дипольного момента. СР формировался в воздухе на поверхности пленочных неполярных диэлектриков (лавсан, триацетат целлюлозы) толщиной от 100 до 175 мкм при расстоянии между электродами 80 мм и их длине 320 мм. Для замедления скорости развития незавершенной фазы СР, связанной с зарядкой распреде-

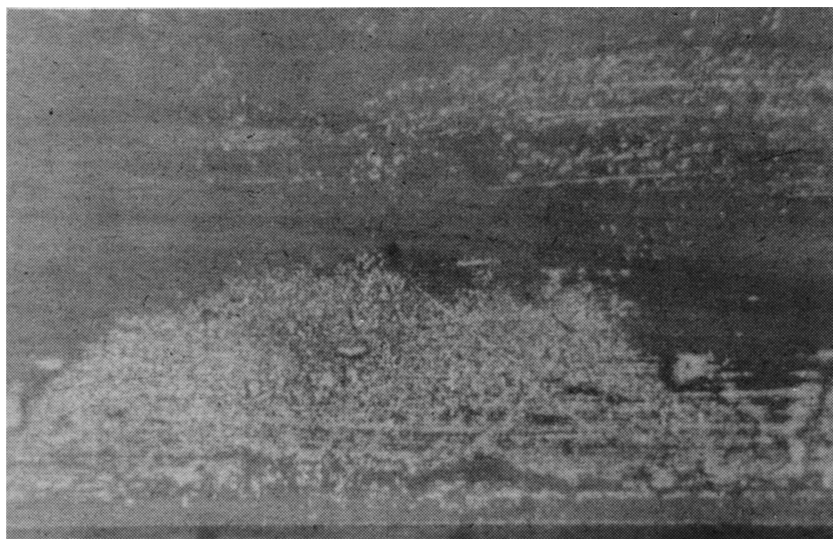


Рис. 2. Замкнутая структура после удаления и повторного нанесения проявляющего порошка.

ленной емкости диэлектрика [6], и моделирования условий распределения стационарных волн ионизации [5] на инициирующий электрод подавалось постоянное отрицательное напряжение не более 6–7 кВ. Определение величины и знака остаточного электрического потенциала на поверхности подложки, проверка соответствия порошковых структур потенциальному рельефу производились с помощью подвижного электростатического зонда с входным сопротивлением не менее 1.5 ГОм и собственной емкостью до 20 пФ.

Анализ динамики формирования поверхностных структур на подложке с предварительно нанесенным монослоем порошка подтвердил неравномерность, ступенчатость развития фаз незавершенного СР. В начальный момент времени путем толчковых подвижек частиц порошка от высоковольтного электрода выявлялась приэлектродная область в виде протяженной зоны шириной 5–8 мм. Периодический характер подвижек в приэлектродной области можно объяснить тем, что высокая напряженность поля на инициирующем электроде ($E = 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$), стесненность области образования электронных лавин должны приводить [8] к устойчивому импульсному режиму отрицательной короны с самого начала разряда (импульсы Тричела). Высокая степень электронного сродства атомарного и молекулярного кислорода объясняет отрицательный остаточный потенциал внутри порошковых структур осаждением на подложку отрицательных ионов кислорода. После завершения визуально наблюдаемых изменений в приэлектродной области от ее внешней границы в направлении заземленного электрода скачком формировались замкнутые порошко-



Рис. 3. Остаточная структура после удаления порошка с помощью поролона.

вые структуры (рис. 1), оконтуренные дугообразной свободной от частиц полосой шириной 4–5 мм. Характерно, что дальние от иницирующего электрода границы полос состоят из более плотных порошковых уплотнений, чем ближние. В то же время для дальних границ полос наблюдалось нулевое значение остаточного потенциала. Данный эффект может быть связан с тем, что скачкообразное развитие ступеней СР должно сопровождаться образованием приповерхностных газодинамических процессов, приводящих к сдвигке порошковых рельефов. Правоту данного объяснения подтверждает рис. 2, на котором представлено структурное образование (см. рис. 1), полученное после снятия напряжения с высоковольтного электрода, удаления порошка с поверхности диэлектрика и повторного его нанесения на ту же подложку. Из рис. 2 видно, что нанесение частиц после прохождения ступени СР не изменяет общую форму структурного образования, но порошковые уплотнения совпадают с ближней к иницирующему электроду границей полос. На рис. 2 дополнительно выявляется сложная картина стримерных каналов, ограниченная размерами наблюдаемой структуры. Отсутствие каналов на рис. 1 говорит об „инерционности“ частиц порошка, которая может быть вызвана электризацией их в остаточном поле диэлектрика при прохождении волны ионизации. Это подтверждает рис. 3, на котором дана остаточная порошковая структура, сохранявшаяся на подложке при удалении частиц с помощью мягкой поролоновой губки.

Можно сделать вывод, что исследованная на рис. 1, 2 и 3 пространственно локализованная порошковая структура представляет

собой область ступенчатого распространения волны ионизации, которая собственным электрическим полем предионизует слой газа вблизи поверхности подложки, обеспечивая развитие стримерных каналов незавершенного СР. Внешняя граница порошковой структуры характеризует конфигурацию и строение фронта волны ионизации. Так, свободная от частиц полоса на внешнем контуре структуры может быть связана с областью интенсивного излучения перед фронтом волны ионизации. Засветка диэлектрика нейтрализует трибоэлектрический заряд на подложке и, частицы порошка не удерживаются на этом участке. Наружная граница структуры на рис. 2 имеет порошковые уплотнения, что говорит об увеличении остаточного потенциала на подложке. Связывая границу порошковых уплотнений с фронтом волны ионизации, можно объяснить увеличение поверхностного заряда интенсивной ионизацией газа в электрическом поле самого фронта. Поскольку ионизация газа осуществляется на границе фронта СР в поле уединенной волны [5], то, определив с помощью зондовых измерений величину поверхностного заряда, в области порошковых уплотнений можно, используя уравнение Пуассона, в одномерном приближении найти составляющую поля E_y .

Высокая информативность электрографического метода исследования структуры фронта волн ионизации в сочетании с зондовыми измерениями остаточных поверхностных потенциалов позволяет построить количественную теорию формирования скользящего разряда и развить физически обоснованные методы разработки плазмолисто-вых электродных систем.

Л и т е р а т у р а

- [1] Д а ш у к П.Н., З и н ч е н к о А.К., Я р ы ш е в М.Д. - ЖТФ, 1981, т. 51, № 2.
- [2] К а р л о в Н.В., К у з ь м и н Г.П., П р о х о р о в А.М. Тез. докл. II Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984, ч. 1, с. 63-67.
- [3] Б о р и с о в М.Ф., Д а н и л о в М.Ф., З о б о в Е.А. Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986, ч. 1, с. 21-22.
- [4] Г а д и я к Г.В., М е л е ш к о В.П., Ш в е й г е р т В.А. Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986, ч. 1., с. 32-34.
- [5] Р у т к е в и ч И.М. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 7, с. 1419-1422.
- [6] Б а р а н о в В.Ю., Б о р и с о в В.М., В ы с и к а й - л о Ф.И. - Препринт ИАЭ, № 3472/7, 1981. 150 с.
- [7] Г р е н и ш и н С.Г. Электрофотографический процесс. М.: Наука, 1970. 375 с.
- [8] П о п к о в В.И. - Изв. АН СССР, „Энергетика и транспорт“, 1975, № 4, с. 69-85.

[9] Бережецкая Н.К., Большаков Е.Ф., Голубев С.К. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 6, с. 1926-1931.

Куйбышевский авиационный институт им. С.П. Королева

Поступило в Редакцию
6 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21

12 ноября 1988 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЯЕМОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Г.Н. Бурлак, Н.Я. Коцаренко,
Ю.Н. Тараненко

Решение ряда задач обработки информации требует существенно-го замедления (до 4-5 порядков) световых импульсов. Для перекрытия столь значительного диапазона скоростей естественно использовать связь электромагнитной и акустической волн, характерные скорости которых отличаются на пять порядков. Однако ввиду слабости их взаимодействия эффект может быть замечен только при резонансном взаимодействии волн ($\omega_1 - \omega_2 = \Omega$, $k_1 - k_2 = K$, $b = \pm 1$, где ω_i , k_i и Ω , K - частоты и постоянные распространения света и звука соответственно).

В работах [1, 2] показано, что замедление световых импульсов до скоростей порядка звуковых может быть реализовано при попутном взаимодействии двух электромагнитных волн с акустической волной разностной частоты в режиме формирования трехволновых акустооптических солитонов огибающих. При этом оказывается возможным несколько менять скорость замедленного оптического импульса путем изменения амплитуды волны накачки на границе системы.

Ниже показано, что диапазон доступных параметров и возможности существенного управления скоростью солитонов (вплоть до полной остановки и движения в обратном направлении) значительно расширяются при использовании нелинейного взаимодействия двух оптических мод со встречной акустической волной. Такая ситуация может быть реализована как в оптически анизотропных кристаллах, так и в волоконных световодах. В волоконных световодах такое взаимодействие может быть не только в многомодовом режиме, но и в более простом случае возбуждения двух основных мод эллиптического световода, где снимается вырождение по фазовым скоростям основных ортогонально поляризованных мод. Для этого необходимо, чтобы более быстрая мода имела более высокую частоту: $\omega_1 > \omega_2$, $k_{1,2} = \omega_{1,2} n_{1,2} / c$, $n_1 < n_2$, $n_{1,2}$ - эффективные показатели преломления оптических мод, $\Omega = [s(n_2 - n_1) / c] \omega_1 \ll \omega_{1,2}$.