

**КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
НАНОСЕКУНДНОГО СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА В
РЕЗКОНЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ В ПРОМЕЖУТКЕ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИН**

Э.Д.КУРБАНОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33*

Обзорная статья посвящена комплексному исследованию параметров структуры наносекундного стримерного разряда при наличии в газовом промежутке диэлектрических пластин. Показано изменение различных параметров канала разряда от параметров газового промежутка и длительности приложенного импульса напряжения. Проведен расчет поля поляризации пластин, влияющего на развитие стримерных каналов. Представлены электрограммы разряда для промежутков “игла-плоскость” и ”шар-плоскость”, характерные для технологических установок по очистке воздуха.

Проблема очистки газовых выбросов имеет важное экологическое значение, что обуславливает разработку и применение новейших технологий для ее решения. Одной из таких технологий является использование сильных электрических полей. В последнее время получили развитие устройства, в которых процесс очистки газа идет в стримерной зоне наносекундного разряда. Существует два направления использования наносекундного разряда в очистных сооружениях [1]. Первое - это очистка топочных газов ТЭЦ, котельных и мусоросжигательных заводов от оксидов серы и азота. Для топочных газов характерна относительно высокая температура и химический состав, существенно отличный от атмосферного воздуха. Второе направление - это очистка воздуха от вредных примесей, возникающих на химическом производстве, бытовых и сельскохозяйственных предприятиях. В этом случае речь идет об удалении малых концентраций органических примесей в воздухе. В обоих случаях имеются большие энергозатраты на очистку [2]. Для проведения эффективной очистки необходимо при меньших энергозатратах обеспечить максимальное заполнение реакционной камеры химически активными продуктами разряда в процессе роста напряжения. При этом нельзя допускать пробоя газового промежутка. Для достижения этой цели необходимо проведение исследований по определению основных параметров структуры стримерной зоны. Наиболее часто регистрируются следующие параметры: ток разряда, начальное напряжение, внедренный за один импульс напряжения заряд, скорость фронта стримерной короны, диаметр канала стримера. Измерение таких параметров, как напряженность поля на головке и в канале стримера, концентрация различных частиц в зоне разряда до сих пор представляют трудоемкую техническую задачу. Для оценки напряженности поля и концентрации электронов в головке стримера в воздухе используют регистрацию излучения второй положительной и первой отрицательной систем азота с последующей математической обработкой [3]. Значительно проще оценивать такие параметры с помощью математического моделирования стримерной короны, построенного на основе заранее определенных, достоверных экспериментальных данных об электрических и структурных параметрах разряда [4-11,12-14].

Наличие диэлектрика в непосредственной близости от места возникновения разряда довольно часто встречается в изоляционных конструкциях. Поэтому сведения о влиянии на разряд таких параметров, как диэлектрическая проницаемость материала, его толщина, местоположение барьера представляют большой интерес как с научной, так и с практической точки зрения.

Диэлектрическая пластина, установленная вдоль силовых линий поля, может приводить к следующим искажениям условий разряда: пластина механически ограничивает зону развития разряда; поверхность пластины влияет на процессы фотоионизации, отражая или поглощая падающие на нее фотоны. Также возможен отрыв электронов от поверхности пластины при воздействии падающих на нее фотонов. Из-за различия диэлектрической проницаемости воздуха и диэлектрика пластина может исказить электрическое поле, обусловленное приложенным к промежутку напряжением, что приведет к усилению поля на коронирующем электроде. Под действием электрического поля объемного заряда стримерной короны материал пластины поляризуется, и усиливается поле между головками стримеров и поверхностью пластины. Возникает составляющая поля нормальная к поверхности.

В предлагаемой статье приводятся экспериментальные данные по комплексному исследованию параметров наносекундной импульсной короны при наличии в промежутке диэлектрических пластин, влиянию различных параметров газового промежутка на характер развития разряда и расчет поля поляризации пластин, иллюстрирующих влияние заряда на пластинах на структуру разряда.

Экспериментальная установка (Рис.1) включает в себя кабельный генератор импульсов напряжения, создающий импульсы прямоугольной формы с амплитудой 67кВ, длительностью фронта 50нс и длительностью импульса 35нс. Генератор состоит из двух отрезков кабеля 1-2 и разрядника 3. Кабели от источника положительного высокого постоянного напряжения заряжаются до тех пор, пока не пробьется разрядник. После срабатывания разрядника кабели перезаряжаются, формируя на выходе генератора импульс напряжения. К выходу генератора подсоединен высоковольтный омический делитель 5 с суммарным коэффициентом деления 17940. Для регистрации тока разряда и сигналов ФЭУ с низковольтного плеча делителя сигнал подается на высокочастотный осциллограф типа ТЕКТРОНИХ – TDS 754D. Он имеет четыре входа с полосой пропускания 500МГц. Осциллограф помещен внутрь металлического заземленного экрана.

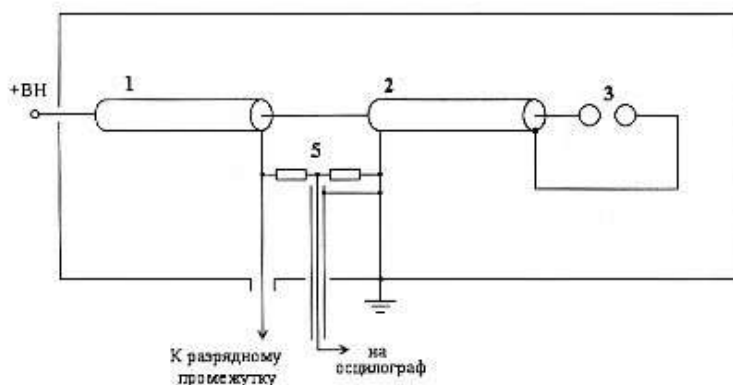


Рис.1.

Схема генератора импульсов напряжения.

Исследования стримерного разряда проводились в атмосферном воздухе в системе электродов “игла - плоскость” (Рис.2) и “шар - плоскость”.

Электродная система состоит из двух алюминиевых дисков, диаметром 300мм, расположенных параллельно друг другу. В центре одного из дисков закреплен цилиндрический алюминиевый держатель длиной 50мм и диаметром 20мм, закругленный с одной стороны до полусферы. Внутри держателя и изолированно от него вставлен коронирующий электрод из нержавеющей стали, выступающий из держателя на 5÷7мм. В качестве коронирующего электрода

используется стержень с радиусом округления 100мкм. Расстояние между концом стержня и нижней плоскостью изменяется в пределах 30÷165мм. Ток разряда измеряется с помощью шунта, присоединенного к коронирующему электроду, изолированному от держателя. Шунт помещен внутри металлического экрана, что позволяет снизить уровень помех.

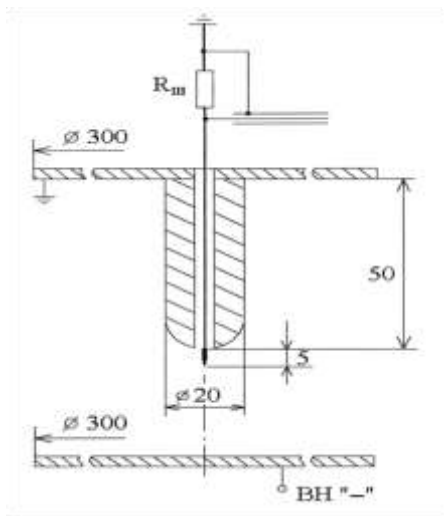


Рис.2.

Система электродов “игла - плоскость”.

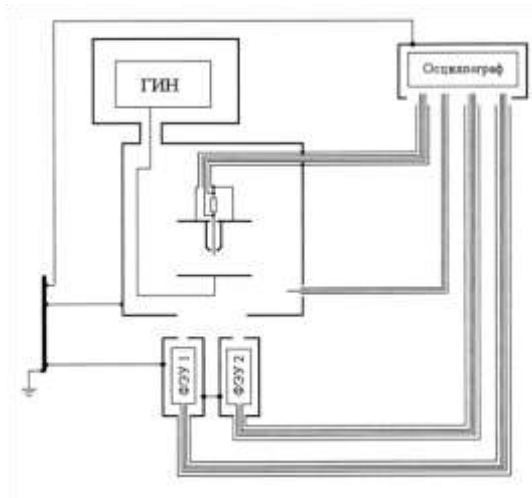


Рис.3.

Схема соединений кабелей и экранов.

Схема основных соединений элементов установки и экранов при работе приведена на Рис.3. При работе в наносекундном диапазоне времен очень важным является правильное выполнение электрических соединений в измерительной цепи. В противном случае, помехи, вызванные работой ГИН, могут превышать по амплитуде полезный сигнал. При составлении схемы измерений были использованы рекомендации, данные в [15]. В частности, все сигнальные кабели были помещены внутрь сплошных металлических экранов, причем заземление экранов осуществлялось только с одной стороны. Заземления экранов ГИН, разрядного промежутка и осциллографа выполнены таким образом, чтобы избежать образования замкнутых контуров в цепи заземления.

Для измерения оптических характеристик разряда в передней стенке экрана разрядного промежутка сделано окно. Поскольку отражение света от металлических стенок экрана разрядного промежутка может вносить искажения в сигнал ФЭУ, то внутренние стенки экрана оклеены черной бумагой.

Для определения структурных параметров стримерной короны при межэлектродных расстояниях - $L \sim 100 \div 165$ мм применялся метод электрографии. Для получения электрограмм в разрядный промежуток на различных расстояниях $b \sim 0,3 \div 9$ мм от коронирующего электрода параллельно его оси помещались различные диэлектрические пластины (Рис.4). Перед каждым новым использованием пластины с ее поверхности удалялся оставшийся заряд по методике, описанной в [8]. Для проявления осевшего на пластину заряда применялся тонер для лазерных принтеров HP 1100. Он представляет собой мелкозернистый порошок черного цвета. Пластины посыпались небольшим количеством порошка, а затем подвергались воздействию вибрации. При ее наклонении порошок медленно перемещался по поверхности пластины и оседал в местах расположения заряда. Полученная таким образом картина структуры стримерной короны позволяла наблюдать ветвящуюся картину разряда и анализировать параметры головок стримеров и стримерных каналов.

Для оценки влияния материала пластины и ее толщины на параметры разряда были использованы образцы из оргстекла с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=3$ и толщиной $h=1,5-9$ мм и из керамики $\varepsilon=9$ и толщиной $h=1,5$ мм при межэлектродном расстоянии $L=135$ мм. На рис.5 приведены осциллограммы тока для чисто воздушного промежутка и пластин из оргстекла и керамики толщиной 1,5 мм. Здесь также приведена осциллограмма воздействующего напряжения.

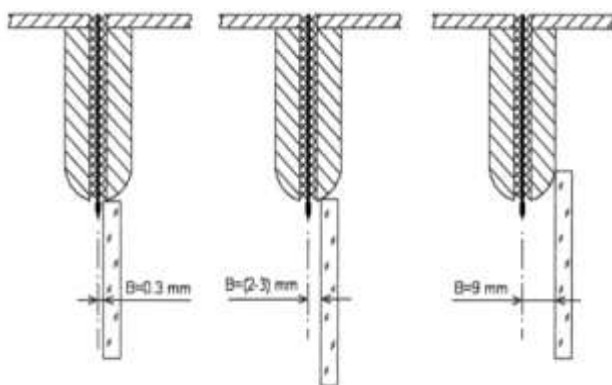


Рис.4.

Варианты установки диэлектрической пластины в разрядный промежуток.

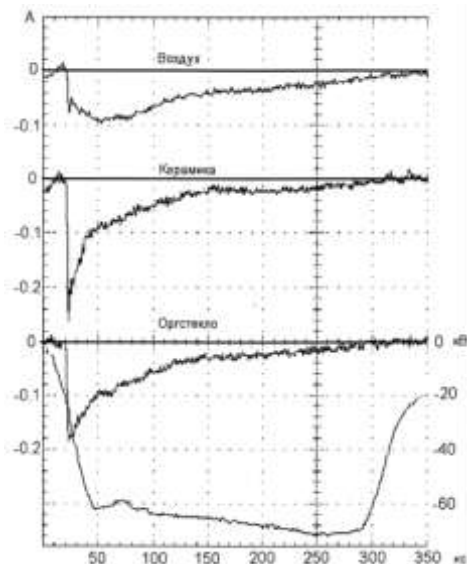


Рис.5.

Осциллограммы тока для чисто воздушного промежутка и при установке в разрядный промежуток пластин из оргстекла и керамики.

Пластина, установленная вплотную к игле, приводит к изменению тока независимо от материала барьера. Амплитуда тока возрастает в среднем в 2 раза для оргстекла и в 2,9 раз для керамики. Проявленные электрограммы позволяют сравнить картину осевшего заряда и оценить различие в структуре поверхностной части разряда для различных материалов (Рис.6.). Как можно видеть, на более толстой пластине из оргстекла след разряда имеет большие габариты, чем на тонкой, а поверхность ее более плотно заполнена каналами и головками стримеров, в особенности по периметру стримерной зоны. На керамике разряд имеет на 10÷20% большие размеры, чем на пластине из оргстекла. При этом картина разряда получается другой: интенсивность ветвления разряда становится меньше, и каналы стримеров проявляются гораздо более ярко, чем на пластинах из оргстекла.

Таким образом, можно сказать, что с увеличением толщины и диэлектрической проницаемости диэлектрика влияние барьера на параметры разряда возрастает. При этом для электрографии целесообразно использовать тонкие (не более 2 мм) пластины с возможно меньшим значением ε .

Границы стримерной зоны коронного разряда определялись с помощью ФЭУ. По наличию или отсутствию сигнала ФЭУ можно было судить о достижении разрядом определенного участка в пространстве. При этом в объектив ФЭУ попадало излучение из узкой зоны, перпендикулярной направлению распространения разряда. Для измерения длины и ширины стримерной зоны использовались пластины из оргстекла толщиной 1,5 мм, установленные параллельно оси промежутка на расстоянии 2÷3 мм от стержня. Результаты измерения длины стримерной зоны в зависимости от E_{cp} в промежутке «игла-плоскость» приведены на Рис.7. Как видно, с увеличением средней напряженности поля в промежутке (с уменьшением длины промежутка) происходит практически линейный рост длины стримерной

зоны, в то время как увеличение ширины стримерной зоны замедляется. При длине промежутка $L=114\text{мм}$ ($E=5,88\text{кВ/см}$) разряд всегда пересекает весь промежуток, поэтому разброс для этой точки отсутствует.



а

б

в

Рис.6.

Влияние толщины и материала пластины на структуру разряда, а) Оргстекло, 1,5мм; б) Оргстекло, 9мм; в) Керамика, 1,5мм.

Для измерения скорости фронта стримерного разряда в работе использовали метод из двух ФЭУ, настроенных на разную высоту H от плоскости так, что расстояние между центрами регистрируемых ФЭУ зон всегда равно 9мм. Сигналы от двух ФЭУ одновременно поступали на осциллограф.

Измерения скорости проводилось при длинах промежутка $L=105\div 165\text{мм}$. Результаты измерения приведены на Рис.8. Как и следовало ожидать, скорость фронта стримерного разряда снижается по мере удаления от коронирующего электрода. Максимальное зарегистрированное значение скорости составило 0,7мм/нс. Для промежутков длиной $L<125\text{мм}$ характерна стабилизация скорости стримеров на расстоянии около 50мм от иглы. Минимальное зарегистрированное значение скорости при длине $L=135\div 165\text{мм}$ одинаково и составило около 0,17мм/нс. В дальнейшем излучение фронта разряда становилось настолько слабым, что не позволяло выполнить измерение скорости.

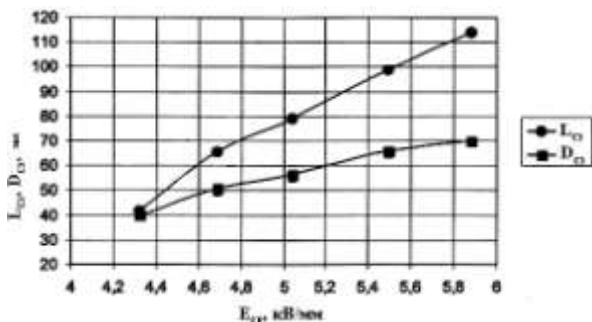


Рис. 7.

Зависимость длины и ширины стримерной зоны от средней напряженности поля в промежутке.

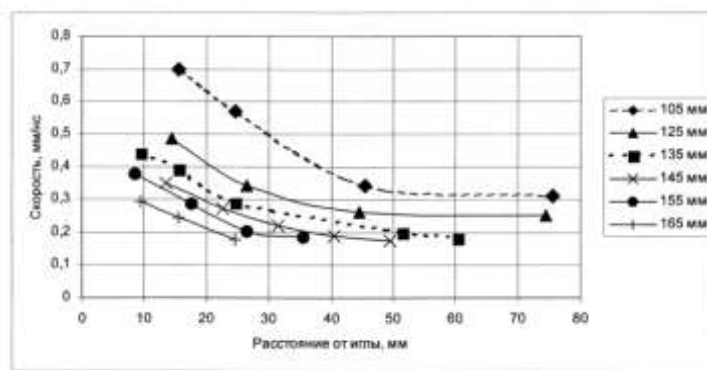


Рис. 8.

Распределение скорости фронта стримерной зоны разряда в промежутке «игла-плоскость».

Выше было сказано, что для исследования структуры стримерной короны применялся метод электрографии, с помощью которого удавалось получать четкое изображение головок стримеров и множества коротких ветвей. Это позволило измерять такие параметры стримера, как размеры его головок и примыкающих к ним каналов. Результаты измерения показали, что диаметр головки стримера

составляет $100 \div 150 \mu\text{м}$, диаметр канала стримера на расстоянии 1мм от головки равен $150 \div 200 \mu\text{м}$, а на расстоянии 3мм и более – $200 \div 300 \mu\text{м}$. Изображение следа стримера проявлялось неравномерно: головка представляла собой плотную черную точку, от которой отходили две полосы порошка - границы канала стримера. Центральная часть канала проявлялась слабо, однако была темнее, чем фон электрограммы. Из сказанного можно сделать вывод, что избыточный положительный заряд в канале стримера был распределен неравномерно: концентрация его мала на оси стримера и возрастает к боковой границе канала. Характерная электрограмма для промежутка "игла-плоскость" длиной $L=143\text{мм}$ и ее отдельные фрагменты представлены на Рис.9.

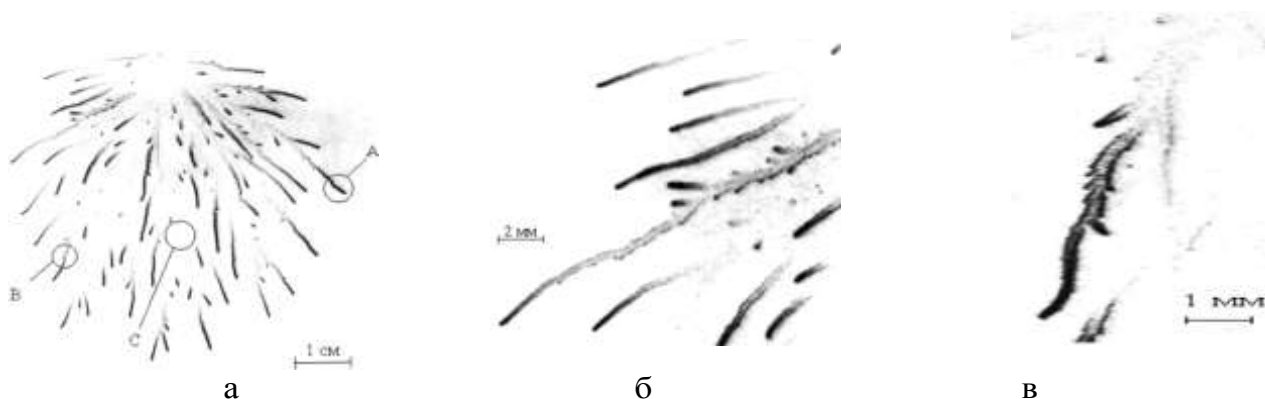


Рис. 9.

Электрограмма для промежутка "игла-плоскость" $L=143\text{мм}$: а- *A, B, C* - характерные участки следа стримера; б - увеличенный фрагмент электрограммы (боковая часть); в - отдельная ветвь из центральной области.

Как видно из рисунков, получаемое на пластине изображение стримерной короны представляет собой сильноветвящуюся структуру со множеством отдельных ветвей, заканчивающихся головками. Следы стримеров можно разбить на три части. Сначала идет сильно проявленная область *A* головки и прилегающий к ней канал длиной около 0,5см. Затем область *B* канала стримера, в которой четко видны проявленные границы стримерного канала и слабо проявлена его центральная часть. Длина ее лежит в пределах $0,5 \div 1,8\text{см}$. И, наконец, область *C*, в которой границы канала стримера размыты или не видны. Однако эти области наблюдаются не всегда. Фактически количество наблюдаемых областей зависит от длины следа стримера. Все три области хорошо просматриваются в длинных следах стримеров, проходящих вдоль оси промежутка. Для стримеров, развивавшихся от кончика иглы практически перпендикулярно оси промежутка, характерно наличие первой и второй областей. У коротких ответвлений присутствует только первая область. Ответвления с одного и того же стримера могут образовываться довольно часто, однако не всегда попытка ветвления приводит к образованию самостоятельного стримера. На фотографиях такие ответвления практически не заметны, так как излучение разряда дает менее четкую картину каналов, чем электрограммы. На Рис.9(в) представлена отдельная ветвь из центральной области электрограммы, от которой отходят четыре ответвления на длине 3,5мм, так и не развившихся в самостоятельные ветви. Следует также отметить, что развитие стримерной зоны идет не только вдоль оси промежутка, но и в радиальном направлении. Причем на границе стримерной зоны есть отдельные стримеры, развивающиеся почти перпендикулярно оси промежутка. Это говорит о большой плотности стримерных каналов и большом избыточном заряде головок, что в общем итоге приводит к значительному расталкиванию головок.

Для оценки характера и степени влияния диэлектрической пластины на развитие стримерной короны был также проведен расчет нормальной составляющей электрического поля, возникающей при прохождении стримера на расстоянии $1 \div 10$ мм от поверхности пластины. Головка стримера задавалась как положительный точечный заряд $Q = 1,12 \cdot 10^{-10}$ Кл, избыточный заряд канала стримера не учитывался. Расчет осуществлялся по методу Гринберга [16] для случая слоистого расположения сред (Рис.10).

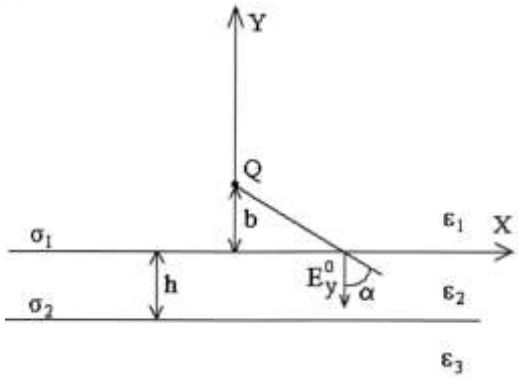


Рис.10.
Расчетная схема.

Данный метод позволял найти распределение поверхностных зарядов вдоль границ раздела сред, после чего нетрудно было рассчитать картину электрического поля, обусловленного поляризацией пластины. В нашем случае по условию задачи на поверхности пластины свободные физические заряды отсутствуют, т.е. рассчитывается поверхностная плотность фиктивных поляризационных зарядов пластины. Решение данной задачи производилось следующим образом. Исходя из условия непрерывности нормальной составляющей вектора электрического смещения и тангенциальной составляющей вектора напряженности электрического поля, определялось распределение плотности мнимого поляризационного заряда на границах раздела сред. После этого определялось поле этих поляризационных зарядов в точке расположения заряда, имитирующего головку стримера. При решении используются прямое и обратное преобразования Фурье, связывающие оригинал и изображение уравнениями

$$\bar{F}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{iux} dx ; \quad F(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{F}(u) e^{-iux} du ,$$

где $F(x)$ – оригинал, $\bar{F}(u)$ - изображение.

Для определения распределения плотности поляризационного заряда необходимо решить следующую систему уравнений

$$\bar{\sigma}_1(u) = \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_2 + \epsilon_1} x \left[\epsilon_0 \bar{E}_y^0 + \frac{e^{-h|u|}}{2} \bar{\sigma}_2(u) \right] \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_2(u) = \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_3)}{\epsilon_2 + \epsilon_3} x \left[-\epsilon_0 \bar{E}_y^0 + \frac{e^{-h|u|}}{2} \bar{\sigma}_1(u) \right] , \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_1(u)$ и $\bar{\sigma}_2(u)$ - преобразованные по Фурье поверхностные плотности зарядов; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ - абсолютные диэлектрические проницаемости сред; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная; h - толщина пластины; \bar{E}_y^0 и E_y^0 преобразованные по Фурье нормальные составляющие электрического поля заряда Q в воздухе на первой и второй границах раздела сред.

Для решения системы уравнений определялись выражения для \bar{E}_y^0 и E_y^0 . Сначала определяются функции E_y^0 и E_y^0

$$E_y^0 = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_1[x^2 + b^2]} \times \cos \alpha = \frac{-Qb}{4\pi\epsilon_1[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}};$$

$$E_y^{0'} = \frac{-Q}{4\pi\epsilon_1[x^2 + (b+h)^2]} \times \cos \alpha' = \frac{-Qb}{4\pi\epsilon_1[x^2 + (b+h)^2]^{\frac{3}{2}}},$$

где b - расстояние от точки расположения заряда до поверхности пластины.

Выполняем преобразование Фурье

$$\overline{E_y^0}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{Qbe^{iux} \partial x}{4\pi\epsilon_1[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} = -\frac{Qb}{4\pi\epsilon_1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iux} \partial x}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}}.$$

Рассмотрим подынтегральную функцию $\frac{e^{iux}}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} = \frac{i \sin(ux) + \cos(ux)}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}}$ Первая часть

$\frac{i \sin(ux)}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}}$ является нечетной функцией и, следовательно, ее интеграл от $-\infty$ до ∞ равен 0. Тогда, согласно [17],

$$\overline{E_y^0}(u) = -\frac{Qb}{4\pi\epsilon_1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(ux) \partial x}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} = -\frac{Qb}{2\pi\epsilon_1} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(ux) \partial x}{[x^2 + b^2]^{\frac{3}{2}}} = -\frac{Qb}{2\pi\epsilon_1} \times \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2b}{|u|} \right)^{-1} \times \cos(-\pi) \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) K_1(|u|b)$$

$$\overline{E_y^0}(u) = -\frac{Q|u|}{\pi\sqrt{\pi}\epsilon_1} \Gamma(1,5) K_1(|u|b),$$

где $K_1(x)$ - бесселева функция типа К первого порядка.

Аналогично,

$$\overline{E_y^{0'}}(u) = -\frac{Q|u|}{\pi\sqrt{\pi}\epsilon_1} \Gamma(1,5) K_1(|u|(b+h))$$

Решаем систему уравнений (1) и (2) относительно $\overline{\sigma_1}(u)$

$$\overline{\sigma_1}(u) = \frac{2\alpha_1\epsilon_0 \overline{E_y^0} - 2\beta e^{-h|u|} \epsilon_0 \overline{E_y^{0'}}}{1 - \beta e^{-2h|u|}},$$

где $\alpha_1 = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1}$, $\alpha_2 = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3}$, $\beta = \alpha_1\alpha_2$.

Подставив в выражение для $\overline{\sigma_1}(u)$ значения $\overline{E_y^0}(u)$ и $\overline{E_y^{0'}}(u)$ получаем

$$\overline{\sigma_1}(u) = \frac{2\alpha_1\epsilon_0 Q|u| \Gamma(1,5) K_1(|u|b)}{\pi\sqrt{\pi}\epsilon_1(1 - \beta e^{-2h|u|})} + \frac{2\beta e^{-h|u|} \epsilon_0 Q|u| \Gamma(1,5) K_1(|u|(b+h))}{\pi\sqrt{\pi}\epsilon_1(1 - \beta e^{-2h|u|})}.$$

Чтобы определить $\sigma_1(x)$ требуется обратное преобразование Фурье

$$\sigma_1(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\sigma_1}(u) e^{-iux} \partial u.$$

Так как в выражении $\sigma_1(u)$ переменная $-u$ везде стоит под знаком модуля, то функция $\sigma_1(u)$ является четной. Разложив $e^{-iux} = -i \cdot \sin(x) + \cos(x)$, под интегралом

получаем сумму четной и нечетной функций, причем $-\int_{-\infty}^{\infty} i \sin(ux) \overline{\sigma_1(u)} du = 0$

Тогда можно записать: $\sigma_1(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \overline{\sigma_1(u)} \cos(ux) du$, причем теперь в выражении $\sigma_1(u)$

знаки модуля можно опустить.

Обозначив $C_1 = \frac{2\alpha_1 \varepsilon_0 Q \Gamma(1,5)}{\pi \sqrt{\pi} \varepsilon_1}$ и $C_2 = \frac{2\beta \varepsilon_0 Q \Gamma(1,5)}{\pi \sqrt{\pi} \varepsilon_1}$, можно записать

$$\sigma_1(x) = \frac{C_2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u e^{-hu} \cos(ux) K_1(u(b+h))}{1 - \beta e^{-2hu}} du - \frac{C_1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u \cos(ux) K_1(ub)}{1 - \beta e^{-2hu}} du$$

Интегрирование для каждого значения $-x$ осуществляется численно при помощи программы MatLab 6.0. Значение напряженности электрического поля от поляризационного заряда $\sigma_1(x)$ в точке расположения исходного заряда определяется

выражением $E = \frac{b}{2\varepsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_1(x) x dx}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}}$ При численном интегрировании используются

полученные значения функции $\sigma_1(x)$.

Аналогичные преобразования выполняются для поляризационного заряда на второй границе раздела сред, после чего искомое поле в точке расположения исходного заряда определяется как сумма полей от зарядов, распределенных по границам раздела сред.

Результаты расчетов представлены на Рис.11. Распределение плотности поляризационного заряда по поверхности пластины для разных значений b и h представлены на Рис.11(а,б). Очевидно, что при $b \gg h$ плотности зарядов должны быть близкими по значению, но иметь разный знак. Тогда результирующее поле этих зарядов в точке расположения точечного заряда будет стремиться к нулю. В случае же если $h \gg b$, заряд σ_2 становится пренебрежимо мал по сравнению с σ_1 , и результат расчета должен совпадать с напряженностью поля, определенной по методу изображения в плоскости. Зависимость напряженности поля, созданного поляризацией пластины толщиной 1,5мм, в точке расположения заряда Q приведена на Рис.11(в).

Расчет времени осаждения заряда на поверхность пластины осуществляется через напряженность электрического поля и подвижность положительных ионов, которая, как известно, для воздуха составляет $K_+ = 2 \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Скорость движения положительных ионов под действием электрического поля в воздухе определяется формулой $V_+ = K_+ \cdot E$ При расчете весь путь, проходимый зарядом до поверхности пластины, разбивается на малые отрезки, на протяжении которых напряженность поля можно считать меняющейся линейно. После этого определяется средняя скорость движения заряда на этом участке и время его прохождения, и для определения полного времени осаждения находится сумма времен прохождения всех участков. Расчет заканчивается на расстоянии 0,5мм от пластины, т.к. при этом уже нельзя представить избыточный заряд головки стримера как точечный, в силу того что диаметр стримера составляет, по данным из различных источников, $60 \div 300 \text{ мкм}$. Зависимость времени осаждения заряда от его высоты для случая $h=1 \text{ мм}$ приведена на Рис.11(г).

Из графика видно, что время осаждения заряда на поверхность пластины для всех случаев вплоть до $b=0,5 \text{ мм}$ много больше, чем время развития разряда при приложении к промежутку импульса напряжения длительностью 350нс.

Следовательно процесс формирования изображения на пластине можно разделить на две независимых стадии: развитие разряда под действием приложенного импульса напряжения и осаждение избыточного заряда стримеров на поверхности пластины под действием поля поляризации. Как показал расчет, при расстояниях от головки стримера до поверхности пластины более 1,5мм нормальная к поверхности составляющая электрического поля не превышает 0,5кВ/см. Таким образом, можно предположить, что стримеры, приблизившиеся к поверхности пластины на расстояние порядка 1,5мм, будут "захвачены" пластиной и продолжат свое развитие вдоль ее поверхности в слое воздуха, толщина которого сравнима с диаметром стримера. Траектории стримеров, развивающиеся в промежутке на расстоянии более 3мм от поверхности пластины, не будут подвержены искажению.

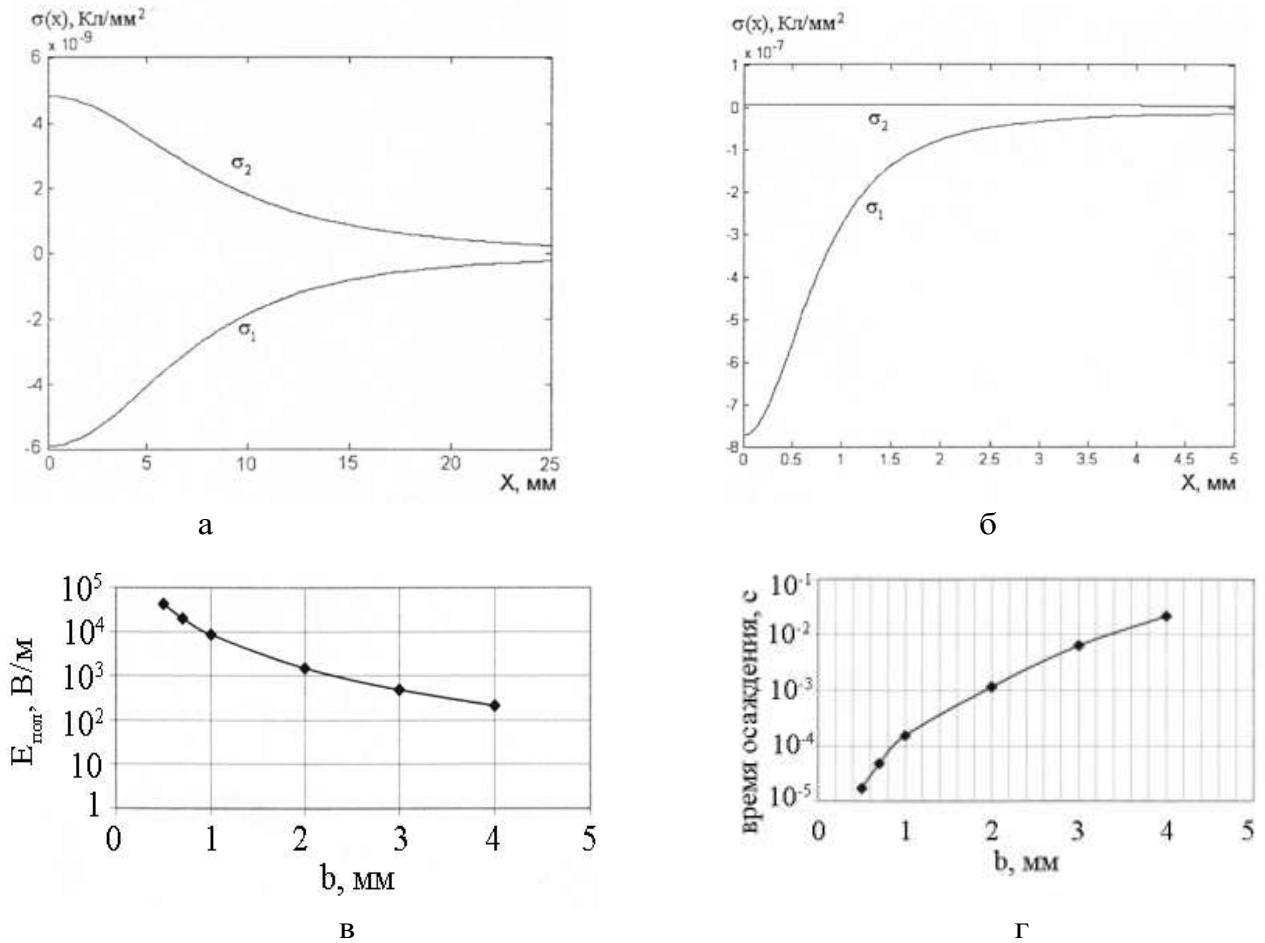


Рис. 11.

Распределение поверхностной плотности поляризационного заряда на границах раздела сред для разных значений b и h : $b=10$ мм, $h=1$ мм (а); $b=1$ мм, $h=10$ мм (б); зависимость напряженности поля $E_{\text{пол}}$, созданного поляризацией пластины, в точке расположения заряда Q ($h=1$ мм) (в); зависимость времени осаждения заряда от расстояния до поверхности пластины. ($h=1$ мм) (г).

Итак, наличие пластины не оказывает существенного влияния на разряд в целом, влияние проявляется только на стримеры, развивающиеся непосредственно вблизи поверхности диэлектрика.

В работе также исследовалось влияние длительности импульса напряжения $\tau_{\text{имп}}$ и радиуса кривизны коронирующего электрода на различные характеристики разряда при наличии диэлектрических пластин. Это позволит оценить динамику развития разряда с самых начальных стадий и понять роль распределения напряженности электростатического поля в развитии разряда.

При исследовании проводилось осциллографирование тока разряда и проявление структуры разряда электрографическим методом. Осциллограмма тока и соответствующая ей электрограмма разряда при $L=122\text{мм}$ и $\tau_{\text{имп}}\sim 120\text{нс}$ приведены на Рис.12(а,б). Как видно, на фронте стримерной зоны идет интенсивное ветвление стримерных каналов не только вдоль оси промежутка, но и в радиальном направлении. Причем на границе стримерной зоны есть отдельные стримеры, развивающиеся почти перпендикулярно оси промежутка. Это говорит о большой плотности стримерных каналов и большом избыточном заряде головок, что в общем итоге приводит к значительному расталкиванию головок. Электрограмма, полученная при $\tau_{\text{имп}}\sim 300\text{нс}$, демонстрирует другое расположение стримерных каналов на границе разряда (Рис.12(в)).

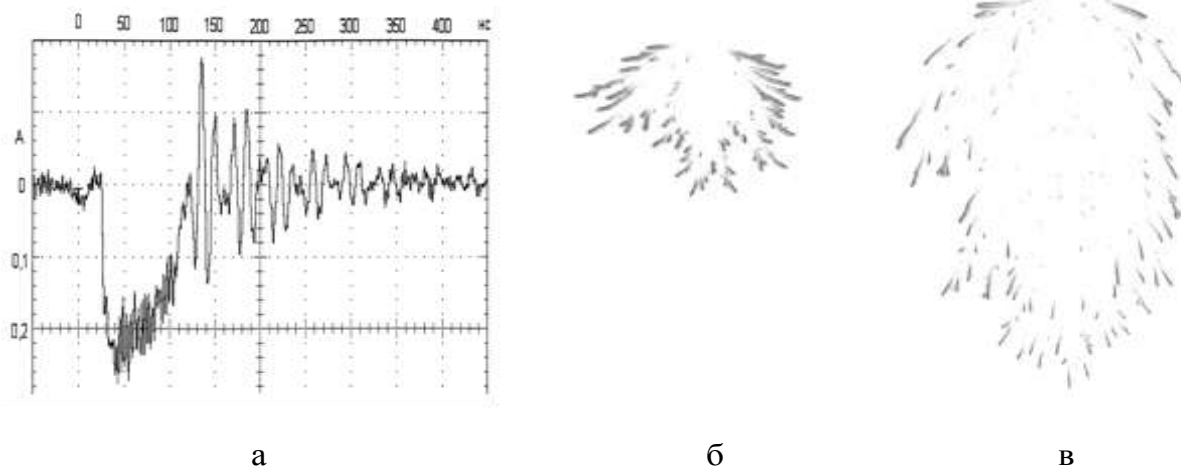


Рис.12.

Осциллограмма тока при $\tau_{\text{имп}}\sim 120\text{нс}$ и $L=122\text{мм}$ (а); электрограмма при $\tau_{\text{имп}}\sim 120\text{нс}$, $L_{C3}=48\text{мм}$, $D_{C3}=47\text{мм}$ (б); электрограмма $\tau_{\text{имп}}\sim 300\text{нс}$ и $L=122\text{мм}$, $L_{C3}=202\text{мм}$, $D_{C3}=63\text{мм}$ (в).

Угол каналов стримеров к оси промежутка не превышает 45° . Сравнение двух электрограмм показывает, что в начале стримерная зона развивается как в осевом, так и в радиальном направлении. При дальнейшем развитии разряда происходит увеличение длины стримерной зоны при малом увеличении ширины. Так, для электрограмм ни Рис.12(б,в) увеличению длины стримерной зоны в 4 раза соответствует увеличение ширины в 1,3 раза. По полученным электрограммам были построены зависимости длины и ширины стримерной зоны для промежутков разной длины от длительности приложенного импульса напряжения (Рис.13(а)).

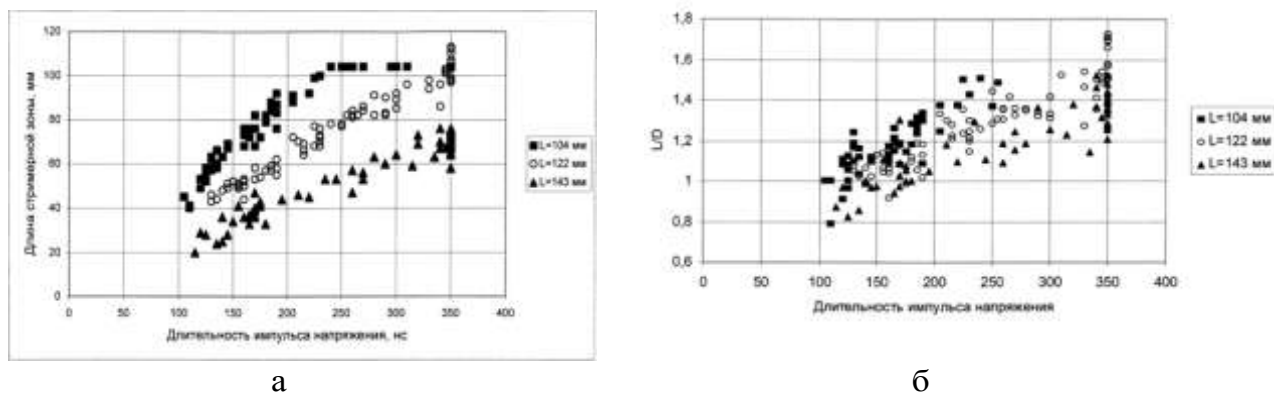


Рис.13.

Зависимость длины стримерной зоны от длительности приложенного импульса напряжения (а); зависимость отношения L_{C3}/D_{C3} от длительности импульса напряжения (б)

Как видно из рисунка, в промежутке длиной $L=104\text{мм}$ при $\tau_{\text{имп}} > 250\text{нс}$ разряд всегда пересекает промежуток. Для всех промежутков характерным является почти линейный рост длины стримерной зоны при увеличении длительности импульса напряжения. Некоторое замедление роста длины стримерной зоны проявляется лишь для промежутка длиной $L=143\text{мм}$, и вызвано, вероятнее всего, низкой средней напряженностью поля. Закономерность развития стримерной зоны в радиальном направлении для разных длин промежутков удобнее показать в виде зависимости соотношения длины стримерной зоны к ее ширине (Рис.13(б)). Для промежутка длиной $L=104\text{мм}$ приведены только те данные, которые соответствуют разрядам, не пересекающим промежуток. Как видно, во всех промежутках при увеличении $\tau_{\text{имп}}$ соотношение L_{C3}/D_{C3} растет. Причем поля точек, полученные в промежутках разной длины, лежат очень близко друг к другу. Таким образом, форма чехла стримерной короны определяется не столько средним значением напряженности поля в промежутке или длительностью приложенного импульса напряжения, сколько длиной стримерной зоны. Это означает, что форма чехла и ее изменение в процессе развития промежутка определяются, главным образом, конфигурацией электродного промежутка, то есть картиной электростатического поля.

В работе также проводились исследования наносекундного стримерного разряда в промежутке «шар-плоскость» с диаметром шара 5мм. Осциллограмма тока разряда для промежутка длиной $L=104\text{мм}$ приведены на Рис.14(а).

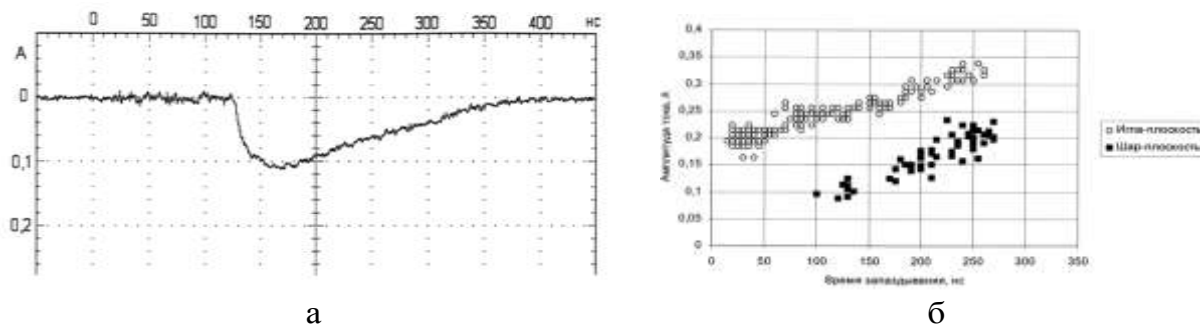


Рис.14.

Осциллограмма тока разряда для промежутка «шар-плоскость» длиной $L=104\text{мм}$; зависимость амплитуды тока разряда от времени запаздывания разряда при $L=104\text{мм}$.

Как видно, фронт кривой тока отличается от полученного ранее для промежутка «игла-плоскость». Ток в промежутке «шар-плоскость» не имеет в начале резкого всплеска, характерного для разрядов с иглы. Время подъема тока разряда до амплитудного значения составляет около 40нс так же как и промежутке «игла-плоскость». За это время стримеры успевают переместиться на расстояние около 25мм. Это объясняет причину прекращения роста тока в промежутках «игла-плоскость» и «шар-плоскость» спустя одинаковое время после начала разряда. Как уже упоминалось, значение напряженности внешнего поля на расстоянии более 5мм от коронирующего электрода для этих промежутков отличается менее чем на 10%. То есть на момент максимума тока стримеры в обоих исследованных промежутках находятся в одинаковых, с точки зрения внешнего поля, условиях. Если сравнить осциллограммы тока, полученные в промежутках «игла-плоскость» и «шар-плоскость» одинаковой длины и при одинаковом запаздывании, то можно сделать вывод, что амплитуда тока разряда для промежутка «шар-плоскость» всегда меньше (Рис.14(б)). При этом для малых времен запаздывания (около 100нс) эти значения отличаются в среднем в 2,5 раза, а для более поздних разрядов,

начало которых произошло спустя 230÷250нс после начала импульса напряжения, значения амплитуд тока различаются в среднем в 1,5 раза. В целом, характер зависимости амплитуды тока разряда от времени запаздывания является одинаковым для обоих промежутков и обусловлен изменением напряженности поля в промежутке при разных временах запаздывания.

Для определения структуры стримерной зоны в промежутке «шар-плоскость» были проведены эксперименты с установкой в промежуток пластин из оргстекла на расстоянии 2мм от шара. Обнаружилось, что вероятность зажигания разряда при установке пластин изменяется. При длине промежутка $L=104$ мм без установки диэлектрического барьера разряд зажигался в среднем один раз на пять приложенных импульсов напряжения. В случае установки в промежуток диэлектрического барьера было последовательно подано на промежуток более сорока импульсов напряжения, и разряд ни разу не зажегся. При установке пластины вплотную к шару разряда по-прежнему не было. Для повышения вероятности зажигания разряда был использован ионизационный осветитель.

Измерения размеров головки и канала стримера по электрограмме показали такой же результат, как и в промежутке игла-плоскость: диаметр головки стримера составляет 100÷150мкм, диаметр канала стримера на расстоянии 1мм от головки 150÷200мкм, а на расстоянии 3мм и более - 200÷300мкм. Электрограммы для разных времен запаздывания приведены на Рис.15.



Рис.15.

Электрограммы разряда в промежутке «шар-плоскость» при времени запаздывания разряда 240нс (а); электрограмма разряда в промежутке «шар-плоскость» при времени запаздывания разряда 200нс (б).

По электрограммам видно, что если при времени запаздывания разряда 240нс стримеры успевают пройти около 80мм, то при времени запаздывания 200нс они практически пересекают промежуток.

Учитывая тот факт, что развитие стримерной короны в промежутке «шар-плоскость» из-за большого запаздывания разряда по отношению к импульсу напряжения ограничено во времени, можно провести аналогию с разрядами в промежутке «игла-плоскость» при воздействии срезанного импульса напряжения. Для сравнения были подобраны случаи разрядов, для которых длительность воздействия напряжения была приблизительно одинакова и составила около 110нс. Осциллограммы тока, соответствующие этим разрядам, приведены на Рис.16.

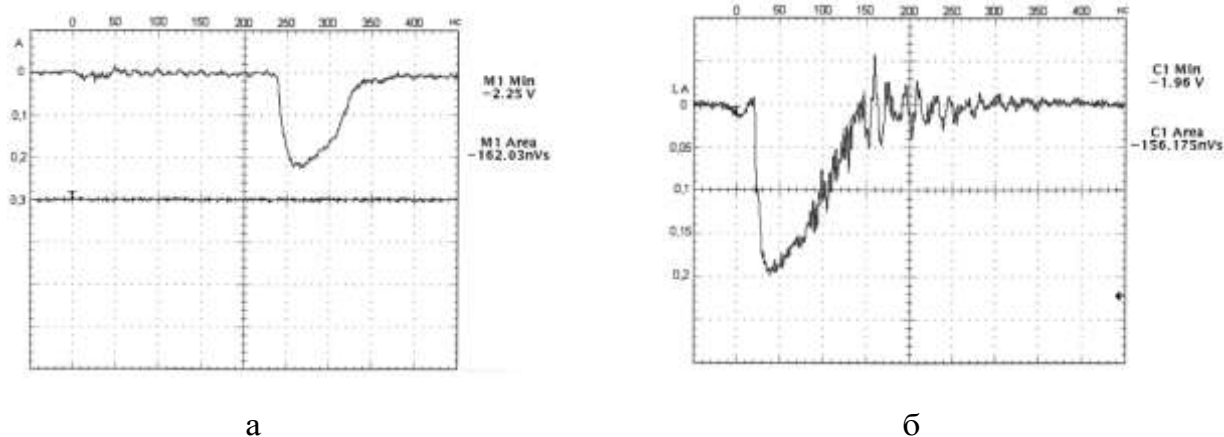


Рис.16.

Оциллограмма тока в промежутке: «шар-плоскость» (а) , «игла-плоскость» (б).

Сравнение сигналов тока показывает, что амплитуды тока отличаются менее чем на 20%. Как уже упоминалось, хотя напряженность поля на поверхности шара на порядок меньше, чем на поверхности иглы, в большей части промежутка отличие в значении напряженности поля не превышает 10%. Электрограммы на Рис.15 также показывают, что структура разряда определяется, в основном, распределением напряженности поля в промежутке и не зависит от начальных условий его формирования, в частности, от напряженности поля на поверхности коронирующего электрода. Скорости фронта стримерной зоны для различных промежутков одинаковой длины также очень близки.

В результате проведенных в работе исследований была разработана комплексная экспериментальная методика исследования характеристик импульсного наносекундного стримерного разряда, позволяющая одновременно измерять для каждого разряда его электрические и оптические характеристики, а также геометрические характеристики стримерной зоны разряда. Были проведены измерения характеристик импульсного разряда в электродных системах «игла-плоскость» и «шар-плоскость» с диэлектрическими пластинами, характерных для технологических установок по очистке воздуха. Показано, что средние значения напряженности поля в промежутке равны $4 \div 11$ кВ/см при радиусе коронирующего электрода от $0,1 \div 2,5$ мм. Были определены параметры импульсов тока разряда (амплитуда, длительность, форма кривой). Получено, что в рассмотренных промежутках значения амплитуды тока составляют от 50 до 200 мА при длительности импульса тока 300 нс для иглы и 150 нс для шара. Наибольшее влияние на амплитуду тока оказывает напряженность поля в промежутке и радиус коронирующего электрода. Длительность тока определяется длительностью приложенного импульса напряжения и временем запаздывания появления разряда. Экспериментально показано, что запаздывание возникновения разряда по отношению к моменту приложения импульса напряжения зависит в чисто воздушном промежутке от радиуса коронирующего электрода и увеличивается от $30 \div 60$ нс для иглы до 200 нс для шара, что связано с значительно меньшим значением напряженности поля у поверхности шара. С помощью электрограмм разряда измерены размеры стримерной зоны в разных условиях. Впервые получено, что размеры стримерной зоны существенно зависят от длительности приложенного импульса напряжения, напряженности поля в промежутке, времени запаздывания разряда. Установлено, что соотношение длины и ширины стримерной зоны при заданной напряженности поля определяется длительностью

импульса напряжения. Получены новые данные о внутренней структуре стримерной зоны в разных условиях: при изменении длины промежутка, изменении длительности импульса напряжения, разном радиусе коронирующего электрода. Показано, что интенсивность ветвления стримеров зависит, в первую очередь, от распределения напряженности поля в промежутке. Интенсивное ветвление идет в пределах той области промежутка, в которой значение напряженности поля превышает 6кВ/см. Анализ формы каналов стримеров показывает, что, в основном, ветвление стримера происходит в области его головки. С помощью электрографии получена оценка верхней границы размеров головки и канала стримера. Установлены изменения значений скорости фронта стримерной зоны при ее движении в промежутке. Получено, что в исследованном диапазоне условий значение скорости фронта лежит в пределах $1,7 \cdot 10^7 \div 10^8$ см/с. Совместный анализ электрограмм и осциллограмм тока в одинаковых условиях показал, что при установке пластин вплотную к игле происходит резкое изменение кривой тока (увеличивается амплитуда и уменьшается время нарастания тока до максимума) по сравнению с чисто воздушным промежутком. При этом с увеличением толщины пластины или значения диэлектрической проницаемости амплитуда тока возрастает. Показано, что установка пластины из оргстекла толщиной 1,5мм на расстоянии 2÷3мм от иглы параллельно оси промежутка не приводит к значительному искажению поля. Проведен расчет электростатического поля в промежутке «игла-плоскость» в присутствии диэлектрической пластины, расположенной параллельно оси промежутка.

Таким образом, полученные в работе результаты позволяют сформулировать условия разряда, при которых удовлетворяются основные требования к установкам по очистке воздуха от вредных примесей с помощью наносекундного импульсного разряда. Для получения высокой степени ветвления стримеров необходимо, чтобы напряженность поля во всем промежутке составляла не менее 6,5кВ/см. Длительность импульса приложенного напряжения должна быть выбрана с учетом распределения скорости движения фронта стримерной зоны, которая, в свою очередь, определяется распределением напряженности поля, и обеспечивать снятие напряжения с промежутка сразу после пересечения его стримерной зоной разряда.

1. А.Ф.Дьяков, *Теория электрических разрядов в энергетике*, Сб. научн. ст. - Пятигорск: Издательство ЮЦПК РП "Южэнерготехнадзор", (1997) 25.
2. А.Ф.Дьяков, *Теория и практика электрических разрядов в энергетике*, Сб. научн. ст. Пятигорск: Издательство ЮЦПК РП "Южэнерготехнадзор", (1997) 286.
3. Т.М.Р.Briels, Е.М.Veldhuizen, U.Ebert, *Proceedings of the XV International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse*, (2004) 323.
4. Ю.П Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, (1987).
5. А.Г Темников., М.В. Соколова., О.В. Анашкина, *Вестник МЭИ*, № 3 (2000) 51.
6. Gallimberty, G.Marchesi, L.Niemeyer, *International Symposium on High Voltage Engineering, Dresden*, № 41.10 (1991) 47.
7. N.L.Allen, A.Ghaffar, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **28** (1995) 331.
8. N.L.Allen, A.Ghaffar, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **28** (1995) 338.
9. Y.L.M Creighton., F.M.A.M. van Bladel, E.M van Veldhuizen, *Proc. of Symp. Hakone 3. Strassburg*, (1991).153.
10. E.M. van Veldhuizen and W.R.Rutgers, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **35** (2002) 2169.
11. J .Yi Won, P.F Williams, *J.Phys.D:Appl.Phys.*, **35** (2002) 205.
12. N.L.Allen, P.N.Mikropoulos, *J.Phys.D: Appl. Phys.*, **32** (1999)913.

13. F.Grange, N.Soulem et.al., *J.Phys.D:Appl.Phys.*, **28** (1995) 1619.
14. P.Tardiveau, E.Marode, A.Agneray, *J.Phys.D: Appl.Phys.*, **35** (2000) 2823.
15. В.А.Авруцкий., И.П.Кужекин, Е.Н.Чернов, Испытательные и электрофизические установки. Техника эксперимента. Учебное пособие. М.: МЭИ, (1983) 264.
16. Н.Н.Миролюбов и др., *Методы расчета электростатических полей*, М.: Высшая школа, (1963).
17. И.С.Градштейн., И.М.Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*. М.: Наука, (1971).
18. Э.Д.Курбанов, А.М.Гашимов, К.Б.Гурбанов, А.С.Бондяков, А.Я.Гусейнли, *Проблемы энергетики*, № 3-4 (2006) 60.

**QAZBOŞALMASI ARALIĞINDA DIELEKTRİK LÖVHƏLƏRİ OLAN QEYRIBIRCİNS SAHƏDƏ
NANOSANIYƏ STRIMER BOŞALMASININ XÜSUSIYYƏTLƏRİNİN KOMPLEKS TƏDQIQI**

E.C.QURBANOV

Təqdim olunan icmal xarakterli məqalə qazboşalması aralığında dielektrik lövhələri olan nanosaniyə strimer boşalmasının struktur parametrlərinin tədqiqinə həsr olunmuşdur. Qazboşalması kanalının parametrlərinin qazboşalması aralığının və təsir edən impuls gərginliyinin parametrlərindən asılılıqları müəyyən edilmişdir. Strimer kanalına təsir göstərən lövhələrin polyarizasiyasının hesabı aparılmışdır. Hava təmizləyici qurğular üçün xarakterik olan “iynə-müstəvi” və “kürə-müstəvi” aralıqları üçün qazboşalmasının elektroqramları verilmişdir.

**THE COMPLEX RESEARCH OF CHARACTERISTICS OF NANOSECOND STREAMER DISCHARGE IN
NON-UNIFORM FIELD IN PRESENCE OF DIELECTRIC PLATES IN DISCHARGE GAP**

E.D.KURBANOV

Review article to complex research of parameters of nanosecond streamer discharge structure in presence of dielectric plates in discharge gap has been dedicated. The change of different parameters of discharge channel from parameters of discharge gap and duration of pulsed voltage has been shown. Calculation of polarization field of dielectric plates, influenced on development of streamer channels has been given. The discharge electrograms for “rod-plane” and “sphere-plane” discharge gaps typical for processing plant for air cleaning have been presented.

Редактор: К.Курбанов