Физика

УДК 537.523

DOI: 10.21779/2542-0321-2016-31-4-7-16

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, А.Р. Рамазанов, Г.Ш. Шахсинов

Исследование эффектов взаимодействия плазменно-пучкового разряда с диэлектрическими стенками разрядной камеры

Дагестанский государственный университет; Россия, 367001, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; nashurb@mail.ru

В работе представлены экспериментальные исследования роли диэлектрических стенок разрядной камеры в процессах формирования наносекундного плазменно-пучкового разряда в инертных газах. Установлена взаимосвязь между электрическими характеристиками разряда и процессами накопления и релаксации зарядов, осажденных на поверхности диэлектрика. Показано, что изменение распределения электрического поля в промежутке приводит к изменению структуры разряда, в том числе и под действием поверхностного потенциала диэлектрических пластинок.

Ключевые слова: *плазменно-пучковый разряд, инертные газы, диэлектрические свойства материала, наносекундный разряд.*

Введение

Одной из важных особенностей высоковольтных наносекундных разрядов, развивающихся в перенапряженных газовых промежутках, является генерация высокоэнергетических электронов в разрядном промежутке [1–3]. Генерация высокоэнергетических электронов объясняется тем, что необходимые для ускорения условия достигаются при высоких перенапряжениях поля во всем межэлектродном пространстве или при локальном усилении поля вблизи ионизационных фронтов в фазе их распространения. Данное явление имеет фундаментальное значение, поскольку высокоэнергетические электроны и рентгеновское излучение, которое генерируется при торможении электронов с повышенной энергией на аноде и в промежутке, влияют на ионизационные процессы в газе, а это в свою очередь определяет характеристики импульсных разрядов, в частности пространственную структуру и динамику развития разряда. Свойства таких плазменно-пучковых разрядов (ППР) во многом определяются условиями на стадии формирования разряда, геометрией электродов и процессами на стенке разрядной камеры. В связи с этим интерес представляют наносекундные разряды со щелевым катодом, где практически все прикладываемое к разрядному промежутку напряжение сосредоточено в узком катодном слое между заполняющей катодную полость разряда плазмой и катодной поверхностью [4, 5]. Такое перераспределение поля в разряде со щелевым катодом позволяет получать пучки высокоэнергетических электронов при гораздо меньших значениях прикладываемого напряжения. Влияние начальных условий и геометрии поверхности катода на свойства ППР с полым катодом исследовано в [4–6].

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния диэлектрической границы, ограничивающей область разряда, на характеристики наносекундного ППР со щелевым катодом, а также изменения диэлектрических свойств материала стенки при взаимодействии с ППР. Особый интерес представляет изучение процессов накопления и релаксации зарядов в диэлектрике под действием ППР, в частности при электронном облучении.

Методика и техника эксперимента

Для постановки экспериментов была использована автоматизированная экспериментальная установка, подробно описанная в [6]. Установка состоит из генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения (ГИН), разрядной камеры, системы откачки и контроля давления газа, систем регистрации электрических и оптических характеристик разряда с выводом всех результатов измерений на персональный компьютер. ГИН, собранный по схеме Блюмляйна, вырабатывает импульсы напряжения с передним фронтом 10–15 нс с регулируемой амплитудой до 10 кВ и частотой повторения до 100 Гц.

Разрядная камера представляет собой кварцевую трубку диаметром 5 см и длиной 20 см, в которую помещена электродная система из двух алюминиевых электродов, расположенных на расстоянии 0,6 см друг от друга (рис. 1(а)). Катод представляет собой цилиндрический стержень длиной 5 см и диаметром 1,2 см, вдоль которого прорезана прямоугольная полость (щель) шириной 0,2 см, глубиной 0,6 см. Анод представляет собой плоскую пластину длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0,5 см. Для ограничения области разряда использовались плоские пластины из полированного стеклотекстолита. Ограничители устанавливались вдоль электродов на расстоянии 2 мм (ширина прямоугольной полости в катоде) друг от друга (рис. 1(а)). Конструкция разрядной камеры позволяла наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и в полости катода.

Рис. 1. Схема ограничения разряда (а) и исследования диэлектрических свойств образца ограничителя (б)

Для исследования электрических характеристик поперечного наносекундного разряда со щелевым катодом использовался метод осциллографирования напряжения горения и разрядного тока с наносекундным временным разрешением. Для измерения тока разряда последовательно разрядному промежутку включался распределенный шунт из малоиндуктивных сопротивлений величиной 0,1 Ω . Напряжение на разрядном промежутке измерялось омическим делителем, собранным из малоиндуктивных сопротивлений с соответствующей коррекцией в области высоких частот. В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (ЦЗО АСК-3151), подключенный к персональному компьютеру, и осциллограф Tektronix TDS 3032B.

Для исследования пространственной структуры разряда производилась регистрация оптических картин пространственного распределения излучения разряда ПЗС-камерой модели LTV-СМН-400. Пространственно-временная динамика формирования и развития наносекундного разряда исследовалась с помощью высокоскоростной фотокамеры Prinseton Instruments PI-MAX3 ICCD Camera в режиме покадровой съемки оптических картин разряда через заданные промежутки времени. После электронно-оптического преобразователя камеры изображение разряда детектируется ПЗС-

матрицей, считывается контроллером, оцифровывается и передается через высокоскоростное соединение на ПК для обработки.

Для исследования диэлектрических свойств материала ограничителя до и после воздействия ППР использовался высокочастотный измеритель параметров RLC-компонентов типа WK6500P, который позволяет исследовать RLC-компоненты материалов и полупроводниковых устройств в широком диапазоне частот (от 20 Гц до 15 МГц с шагом 0,1 мГц) с уровнем испытательного сигнала от 10 мВ до 5 В. При этом базовая погрешность измерений составляет 0,05 %.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Были выполнены систематические экспериментальные исследования электрических, оптических характеристик и динамики формирования пространственной структуры разряда в промежутке и в щели катода в диапазоне изменения давлений газа в камере (1–100 Торр) и амплитуды прикладываемого к электродам напряжения (0,5–5 кВ). Также были исследованы диэлектрические свойства материала стенки, ограничивающей разряд до взаимодействия с ППР и после взаимодействия с ППР в этих же условиях. Исследовались неограниченный разряд с возможностью свободного расширения в двух направлениях и ограниченный разряд, когда область разряда занимает (включая полость катода) ограниченный объем длиной 1,2 см, высотой 0,2 см и шириной 5 см (рис. 1 (а)) в He, Ne и Ar. Экспериментальные исследования показали, что осциллограммы разрядного тока и напряжения горения для неограниченного и ограниченного разряда, полученные при одинаковых значениях прикладываемого к электродам напряжения (U_0) и давления рабочего газа, существенно отличаются по форме, величине и длительности в разрядах в He, Ne и Ar.

На рис. 2 в качестве примера приведены осциллограммы напряжения горения (U_{br}) и разрядного тока (I_{br}) в неоне при $p = 15$ Торр и $U_0 = 1,5$ кВ. Из рисунка видно, что амплитудное значение импульса U_{br} для ограниченного разряда в неоне на 30 % выше, а ширина импульса на полувысоте в 2,5 раз меньше, чем для неограниченного разряда. Импульс тока при ограничении разряда меняется еще сильнее, амплитуда увеличивается почти на порядок, а ширина на полувысоте уменьшается более чем в три раза. То есть ограничение разрядного промежутка с двух сторон диэлектрическими пластинками приводит к существенному обострению импульсов тока и напряжения горения разряда. Скорость нарастания тока при ограничении разряда достигает величины 10^{10} А/с.

(а)

(б)

Рис. 2. Осциллограммы напряжения горения и разрядного тока неограниченного (а) и ограниченного (б) разряда в неоне при $p = 15$ Торр и $U_0 = 1,5$ кВ

Систематические исследования пространственно-временной динамики формирования оптического излучения разряда позволили выявить характерные особенности формирования и развития неограниченного и ограниченного разрядов в гелии, неоне и аргоне при средних давлениях газа. В неограниченном разряде во всех газах первое свечение появляется у поверхности катода у выхода из щели. Примерно через 30 нс после начала импульса тока диффузное свечение равномерно заполняет полость катода и промежуток между электродами. В дальнейшем происходит увеличение интенсивности излучения разряда, которое достигает максимума через 60–70 нс. Причем интенсивность излучения в полости катода растет быстрее и намного выше в активной фазе наносекундного разряда, чем в промежутке между электродами (рис. 3 (а)). При повышении давления газа выше 40 Торр в He и Ne и 20 Торр в Ar структура неограниченного разряда существенно меняется. В щели катода разряд прижимается к стенкам полости и по центру формируется темное пространство, которое доходит до поверхности анода. В ограниченном разряде первое свечение одновременно появляется у поверхности катода и в промежутке между электродами. Далее разряд проникает в полость катода и растет интенсивность излучения разряда. В ограниченном разряде, наоборот, излучение быстрее растет и интенсивность выше в ограниченном промежутке между электродами. Наблюдается фокусировка оптического излучения и разряда к центру на поверхности анода (рис. 3 (б)). При постепенном повышении $U_0 \geq 2,5$ кВ в месте фокусировки вдоль поверхности анода появляется яркое протяженное пятно, и свечение заполняет весь ограниченный промежуток с максимальной интенсивностью по центру промежутка.

(а)

(б)

Рис. 3. Оптические картины неограниченного (а) и ограниченного (б) разряда в неоне при $p = 15$ Торр и $U_0 = 1,5$ кВ

Столь существенные изменения электрических, оптических характеристик и пространственной структуры разряда связаны с изменением пространственного распределения электрического поля в промежутке, в том числе и с поверхностными явлениями на границе плазма-диэлектрик. Для установления этой связи были исследованы диэлектрические свойства материала стенки, ограничивающей разряд, в зависимости от времени и степени взаимодействия с плазменно-пучковым разрядом.

Для изучения диэлектрических свойств исследуемые диэлектрические образцы из материала ограничителя области разряда помещались между двумя обкладками плоского конденсатора в качестве диэлектрика (рис. 1 (б)). Обкладки конденсатора, изготовленные из медных пластинок, подключались к цифровому измерителю (WK6500P) электрической емкости и $\text{tg}\delta$ -диэлектрических потерь. Измерения проводились как на фиксированной частоте, так и при сканировании этой частоты в широком диапазоне. В работе измерялись емкости конденсатора с диэлектриком из стеклотекстолита С и $\text{tg}\delta$ диэлектрических потерь до и после взаимодействия с наносекундным ППР.

Рис. 4. Зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (а) и диэлектрической проницаемости (б) стеклотекстолита от времени после взаимодействия с ППР при частоте измерения 100 Гц

На рис. 4 приведены зависимости $\text{tg}\delta$ и диэлектрической проницаемости (ϵ) от времени после взаимодействия с ППР. Графики получены усреднением результатов измерений по десяти образцам из стеклотекстолита после их длительного взаимодействия с ППР в неоне при $U_0 = 1,5$ кВ и $p = 15$ Торр.

Из рис. 4 (а) видно, что значение $\text{tg}\delta$ в течение часа после воздействия ППР уменьшается примерно на 40 % и в дальнейшем выходит на стационарное. А значение ϵ немного уменьшается первые 20 минут и в дальнейшем также выходит на постоянное (рис. 4 (б)). Полученные результаты показывают, что под воздействием ППР значения $\text{tg}\delta$ и ϵ растут, причем значение $\text{tg}\delta$ увеличивается сильнее, а после прекращения воздействия разряда релаксационные процессы в диэлектрике длятся несколько десятков минут.

Частотные зависимости $\text{tg}\delta$ и ϵ для ограничителя из стеклотекстолита до и после воздействия ППР приведены на рис. 5. Графики также были получены усреднением результатов измерений по десяти образцам. Вторая серия измерений значений $\text{tg}\delta$ и ϵ была сделана через неделю после взаимодействия диэлектрической пластинки с ППР.

Результаты исследований (рис. 5 (а) и (б)) показывают, что после взаимодействия с разрядом в диэлектрике из стеклотекстолита происходят необратимые изменения диэлектрических свойств, которые приводят к уменьшению значений $\operatorname{tg}\delta$ и ε . Необратимые изменения диэлектрических свойств сильнее проявляются при измерениях в области низких частот (рис. 5).

а)

(б)

Рис. 5. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (а) и диэлектрической проницаемости (б) стеклотекстолита до (1) и после (2) взаимодействия с ППР

При взаимодействии диэлектрической стенки ограничителя с плазмой или пучком заряженных частиц происходит захват материалом диэлектрика некоторого количества заряда. Знак образовавшегося заряда совпадает со знаком заряда частиц, бомбардирующих поверхность. Величина захваченного заряда зависит от плотности и энергии потока заряженных частиц, падающих на поверхность, и длительности импульсного разряда. Для определения плотности поверхностного заряда в области низких частот можно использовать соотношение [7]:

$$\sigma \approx \omega \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta,$$

связывающее произведение $\omega \operatorname{tg} \delta$ с его проводимостью.

Оценки плотности захваченного заряда по формуле

$$n \approx \frac{\omega \varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta}{e \mu},$$

где

$$\mu \approx 10^{-6} \frac{m^2}{V \cdot c} -$$

подвижность электронов в стеклотекстолите, позволяют по измеренным значениям $\operatorname{tg} \delta$ и ε построить кривую релаксации плотности захваченных материалом зарядов после прекращения взаимодействия с ППР при определенной частоте (рис. 6). Оценки показывают, что плотность заряда, захваченного материалом диэлектрика в разряде, достигает 10^9 см^{-3} . После прекращения взаимодействия с ППР происходит релаксация плотности поверхностного заряда, и этот процесс длится довольно долго (рис. 6).

Рис. 6. Релаксация плотности захваченных материалом зарядов после прекращения взаимодействия с ППР при частоте 100 Гц

Изменение электрических характеристик при ограничении разряда объясняется следующими обстоятельствами. При ограничении разряда диэлектрическими стенками возрастает затрудненность пробоя и проникновения электрического поля в полость катода. Часть силовых линий электрического поля замыкается на отрицательно заряженные поверхности ограничителя, и для проникновения в полость катода требуются более высокие значения поля, что приводит к увеличению значений напряжения горения. При одинаковых значениях U_0 в ограниченном разряде плотность плазмы между электродами за счет более эффективной ионизации атомов эмитированными с поверхности ограничителей осажденными электронами и свободными электронами, запертыми в разрядном промежутке, намного выше. Эта плотная плазма при достижении соответствующего значения поля быстро проникает в полость катода, что приводит к более быстрому росту и более высоким значениям разрядного тока, чем в неограниченном разряде

(рис. 2). Ограничение разряда позволяет увеличить скорость нарастания тока до $5 \cdot 10^{10}$ А/с и величину импульса тока более чем на порядок.

Изменение пространственной структуры разряда с локализацией по центру промежутка и фокусировкой на поверхности анода, а также перераспределение излучения при ограничении разряда связано в первую очередь с изменением распределения электрического поля в промежутке. Известно, что при облучении диэлектриков электронным пучком происходит зарядка поверхности диэлектриков. При энергиях падающих электронов $W_0 < W_1$ и $W_0 > W_2$ поверхность диэлектрика заряжается отрицательно, а в диапазоне энергий $W_1 \leq W_0 \leq W_2$ поверхность заряжается положительно, где W_1 и W_2 – две кроссоверные точки энергий, когда полный коэффициент эмиссии равен единице и количество пришедших и ушедших с поверхности ограничителя электронов становится равным [8]. Время зарядки поверхности диэлектрика зависит от условий его облучения и заканчивается, когда произойдет полное заполнение глубоких уровней на ловушках. Суммарный электрический заряд Q , образующийся при захвате части ускоренных электронов на ловушках в диэлектрике в процессе воздействия ППР с поверхностью диэлектрика, приводит к возникновению поверхностного потенциала, который оказывает существенное влияние на распределение электрического поля в промежутке ограниченного разряда. Потенциал поверхности ограничителя можно оценить из соотношения [9]:

$$V_s = \frac{Q}{\pi \varepsilon_0 (\varepsilon + 1) R},$$

где ε_0 и ε – диэлектрические проницаемости вакуума и диэлектрика, R – глубина пробега первичных электронов, равная радиусу сферического объема, в котором находится захваченный заряд. Глубина проникновения первичных электронов зависит от ускоряющего напряжения и от элементного состава стеклотекстолита и для наших условий составляет величину порядка нескольких микрон. В условиях эксперимента поверхность ограничителя из текстолита при воздействии ППР заряжается отрицательно, и величина поверхностного потенциала составляет несколько сот вольт. Следовательно, электроны отражаются от отрицательно заряженных стенок ограничителя и под действием изменившегося распределения поля в промежутке фокусируются по центру промежутка. Это приводит к изменению пространственной структуры разряда при ее ограничении. Разряд постепенно стягивается к центру и на поверхности анода фокусируется в линию вдоль него (рис. 3).

Для полимерных материалов, к которым относится стеклотекстолит, ε определяется электронной, ионной и дипольной ориентационной поляризациями. Соответственно диэлектрическая проницаемость может быть записана в виде [10]

$$\varepsilon = n^2 + \Delta\varepsilon_{\text{ион}} + \Delta\varepsilon_{\text{дип}}.$$

Любые изменения в структуре полимера приводят к изменению ε . В частности, при воздействии ППР растет плотность заряда захваченного материалом диэлектрика, что приводит к повышению поляризуемости диэлектрика. Под действием внешнего электрического поля каждая молекула или иная частица диэлектрика поляризуется, что, по-видимому, и приводит к увеличению диэлектрической проницаемости стеклотекстолита при взаимодействии с ППР. Увеличение значения $\text{tg}\delta$ объясняется увеличением рассеяния энергии в диэлектрике, находящемся в электрическом поле. Необратимые изменения диэлектрических свойств стеклотекстолита после воздействия ППР скорее связаны с возможными изменениями плотности или структуры поверхности (разрыв некоторых связей) диэлектрика.

Заключение

Таким образом, в результате исследований обнаружено, что ограничение разрядного промежутка диэлектрическими пластинами приводит к серьезному изменению характеристик разряда, а в свою очередь длительное воздействие плазменно-пучкового разряда на поверхности пластин приводит к изменениям диэлектрических свойств материала стенок. Установлена взаимосвязь между электрическими характеристиками разряда и процессами накопления и релаксации зарядов на поверхности диэлектрика. Показано, что к изменению структуры разряда приводит изменение распределения электрического поля в промежутке, в том числе и под действием поверхностного потенциала диэлектрических пластинок. Получены результаты, показывающие, что под воздействием ППР значения $\tan\delta$ и ε растут, причем значение $\tan\delta$ увеличивается сильнее, а после прекращения воздействия разряда релаксационные процессы в диэлектрике длятся несколько десятков минут. После воздействия ППР в диэлектрике из стеклотекстолита в области низких частот происходят необратимые изменения диэлектрических свойств.

Исследования показали, что ограничение разрядного промежутка со щелевым катодом позволяет увеличить величину разрядного тока на порядок и интенсивность оптического излучения более чем в два раза при одинаковых внешних условиях.

Литература

1. Александров А.Л., Ашурбеков Н.А., Бакиев Е.Х. и др. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск, 2015.
2. Naidis G.V. and Walsh J.L. The effects of an external electric field on the dynamics of cold plasma jets-experimental and computational studies // J. Phys. – D: Appl. Phys. 46 (2013) 095203 (13pp).
3. Babich L.P., Bochkov E.I., and Kutsyk I.M. Mechanism of Generation of Runaway Electrons in a Lightning Leader // JETP Letters. – 2014. – Vol. 99. № 7. – P. 386–390.
4. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О. Усиление света на 3^3D-2^3P переходе атома гелия в разряде в смеси гелий-аргон//Оптика и спектроскопия. – 1990. – Т. 68? № 1. – С. 48–51.
5. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Ramazanov A.R., Shakhshinov G.S. Dynamics of the formation of pulsed transverse nanosecond discharge with prolate slot-cathode // Technical Physics Letters. – 2014. – Т. 40, № 8. – С. 665–668.
6. Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Kobzev O.V., Kobzeva V.S. Generation of high-energy electrons in a transverse slot-cathode nanosecond discharge at working gas medium pressures // Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. – 2010. – Т. 55, № 8. – С. 1138–1144.
7. Электрические свойства полимеров / под ред. Б.И. Сажина. – Л.: Химия, 1986. – 224 с.
8. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – С. 564.
9. Song Z.G., Ong C.K., Gong H. A time-resolved current method for the investigation of charging ability of insulators under electron beam irradiation // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79, № 9. – P. 7123–7128.
10. Сесслер Г. Электреты. – М.: Мир, 1983. – 486 с.

Поступила в редакцию 15 ноября 2016 г.

UDC 537.523

DOI: 10.21779/2542-0321-2016-31-4-7-16

A study of the effects of interaction of the plasma-beam discharge with the dielectric walls of the discharge chamber

N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, A.R. Ramazanov, G.Sh. Shakhsinov

*Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiyev st., 43a;
nashurb@mail.ru*

The impact of dielectric walls of the discharge chamber on the development of nanosecond plasma-beam discharge in inert gases has been experimentally studied. The relationship between the electric properties of the discharge and the processes of accumulation and relaxation of charges deposited on the dielectric surface has been established. It has been demonstrated that the variation of the electric field distribution in the gap causes a change in the discharge structure. The change also occurs under the influence of the surface potential of dielectric plates.

Keywords: plasma-beam discharge, inert gases, dielectric properties of the material, nanosecond discharge.

Received 15 November, 2016