

РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА И СИЛЬНОТОЧНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

RADIATION PHYSICS AND HIGH-CURRENT ELECTRONICS

ТЕМАТИЧЕСКИЙ ВЫПУСК

Под редакцией акад. **Н.А. РАТАХИНА** и к.ф.-м.н. **А.Н. ЯКОВЛЕВА**

СОДЕРЖАНИЕ

Девятков В.Н., Коваль Н.Н. Особенности сеточной стабилизации в плазменном катоде при наличии интенсивного ионного потока из ускоряющего промежутка	3
Сорокин С.А. Транспортировка и фокусировка электронного пучка в низкоимпедансных стержневых пинч-диодах	8
Морозов П.А., Пунанов И.Ф., Емлин Р.В., Лисенков В.В. Исследование процесса плазмообразования при наносекундном вакуумном разряде по поверхности полимеров	13
Визирь А.В., Окс Е.М., Шандриков М.В., Юшков Г.Ю. Генерация пучков атомарных, молекулярных и трёхатомных ионов изотопов водорода на основе разряда с полым катодом	18
Шмелев Д.Л., Уйманов И.В., Орешкин В.И. Численное моделирование плазменной струи слаботочной вакуумной дуги в продольном магнитном поле	23
Музюкин И.Л. Временная зависимость масс-зарядового и энергетического состава вакуумной дуги при пороговых токах	28
Уйманов И.В., Месяц Г.А. Формирование жидкометаллических струй и капель в катодном пятне вакуумной дуги	33
Александренко В.В., Иванов И.А., Здоровец М.В., Козин С.Г., Самбаев Е.К., Курахмедов А.Е. Ускоренные пучки ионов и методы исследования на физических камерах циклотрона ДЦ-60	38
Кузенов В.В., Поляков К.В., Рыжков С.В., Студенников Е.С. Расчетные исследования течения совершенного газа вблизи тел простых геометрических форм	42
Артёмов А.П., Русских А.Г., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Жигалин А.С., Федюнин А.В. Источники рентгеновского излучения на основе X- и PZ-пинчей	47
Жигалин А.С., Русских А.Г., Орешкин В.И., Артёмов А.П., Бакшт Р.Б. Радиография взрыва тонких металлических фольг в вакууме	52
Русских А.Г., Федюнин А.В., Артёмов А.П., Жигалин А.С., Орешкин В.И. Определение эрозии алюминиевого катода вакуумного дугового разряда на основе радиографических данных	57
Русских А.Г., Федюнин А.В., Артёмов А.П., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Данилов В.В., Холопов М.А., Куркучев В.В., Попов А.С., Атлуханов М.Г., Бурдаков А.В., Попов С.С., Трунев Ю.А., Сковородин Д.И. Радиограф PR-PZP-M1 на основе PZ-пинча	62
Чердизов Р.К., Кокшенев В.А., Курмаев Н.Е., Фурсов Ф.И., Шишлов А.В., Клир Д., Кубеш П., Краварик Й., Резач К., Цикхардт Я., Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. Исследование нейтронного излучения плазмы Z-пинча на установке ГИТ-12 при токе 3 МА	67
Орешкин В.И., Хищенко К.В., Орешкин Е.В., Русских А.Г. Влияние фазового состояния металла на рост перегретых неустойчивостей	72
Лабеецкая Н.А., Дацко И.М., Рыбка Д.А., Чайковский С.А., Ванькевич В.А. Электрический скин-взрыв профилированных цилиндрических проводников в сильных магнитных полях	76
Ковалев Н.Ф., Гойхман М.Б., Громов А.В., Палицин А.В. Коэффициенты связи волн тонкостенных сильнозамагниченных электронных пучков	81
Балдыгин В.А., Григорьев И.Н., Крученнов М.Б., Лисицын В.П., Мысин И.А., Никифоров М.Г. Генерация сверхширокополосных и мезополосных импульсов при помощи радиальных формирующих линий	86
Кокшенев В.А., Курмаев Н.Е., Фурсов Ф.И., Чердизов Р.К. Формирование плотных плазменных потоков и их распространение в неоднородном поперечном магнитном поле	91

Абдуллин Э.Н., Басов Г.Ф. Генераторы Маркса для получения прямоугольных микросекундных импульсов напряжения на постоянной произвольной резистивной нагрузке	96
Balezin M.E., Sokovnin S.Yu., Andreev A.A., Averin F.V. Upgrade of the pulse transformer URT-0.5m accelerator	101
Кладухин В.В., Новоселов А.А. Трансформатор Льюиса с последовательным сумматором	105
Кладухин В.В., Храмцов С.П. Генератор мощных импульсов на основе последовательного сумматора и двойных формирующих линий	110
Кладухин С.В., Новоселов А.А. Автоволновой управляемый многоазорный разрядник	115
Жерлицын А.А., Кумпак Е.В. Многоазорный многоканальный разрядник, работающий в воздухе атмосферного давления при напряжении до 100 кВ	120
Алексеев В.М., Кондратьев С.С., Синебрюхов В.А., Волков С.Н. Численная модель разрядника ИСЭ для быстрых ЛТД ступеней	125
Болтачев Г.Ш., Чайковский С.А. Диффузия переменного магнитного поля в индуктивном измерительном зонде	130
Ландль Н.В., Королев Ю.Д., Гейман В.Г., Франц О.Б., Аргунов Г.А., Шемякин И.А. Вспомогательный тлеющий разряд с полым катодом и полым анодом в узле запуска тиратрона с холодным катодом	137
Филатов И.Е., Кузнецов Д.Л., Уварин В.В. Использование метода стандартных смесей для исследования конверсии серосодержащих примесей в плазме импульсного коронного разряда	142
Филатов И.Е., Кузнецов Д.Л., Уварин В.В. Влияние электроотрицательных добавок на очистку воздуха от паров непредельных летучих органических соединений импульсным коронным разрядом	147
Лазукин А.В., Селивонин И.В., Пинчук М.Э., Моралев И.А., Кривов С.А. Влияние длительности периода питающего напряжения и конфигурации электродов на длину микропазрядов в поверхностном барьерном разряде	152
Сенченко В.Н., Беликов Р.С. Исследование высокотемпературных свойств пиролитического графита методом импульсного электрического нагрева	157
Бекетов И.В., Багазеев А.В., Азаркевич Е.И., Колеух Д.С. Исследование электродных пятен от искрового разряда с помощью интерференционного микроскопа	161
Бекетов И.В., Багазеев А.В., Азаркевич Е.И., Максимов А.Д., Медведев А.И., Бекетова А.И. Установка для получения нанопорошков металлов и оксидов методом искрового разряда и ее испытания	166
Кокшенев В.А., Курмаев Н.Е., Фурсов Ф.И. Поверхностный взрыв проводников в мегагауссном магнитном поле	171
Куракина Н.К., Пинчук М.Э., Будин А.В., Смирновский А.А., Кузнецов В.Е., Киселев А.А. Моделирование течения газа в разрядной камере при размыкании контактной системы	176
Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н. Влияние микроструктуры поверхности катода на убегание электронов в формирующемся катодном слое самостоятельного газового разряда высокого давления	180
Ломаев М.И., Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф., Сорокин Д.А. Формирование отрицательного стримера в азоте и воздухе в неоднородном электрическом поле при субмикросекундном фронте импульса напряжения	185
Орешкин Е.В. Критическая лавина убегающих электронов	190
Беломытцев С.Я., Гришков А.А., Шкляев В.А., Рыжов В.В. Влияние скорости плазменного канала на ток и напряжение в диоде	194
Степанов С.А., Валиев Д.Т., Пайгин В.Д., Ваганов В.А., Шрайбер А.М., Жвакина П.Д. Люминесцентные свойства люминофора YAG:Ce,BaF ₂ и керамики	199
Melnikov G.A., Emelyanov S.G., Ignatenko N.M., Melnikov V.G., Manzhos O.A. The structural properties of disordered condensed medium in the framework of a cluster model	203
Melnikov G.A. Clusters of Fibonacci in the structure of condensed medium	207
Орликов Л.Н., Мамбетова К.М., Злобин А.О., Шандаров С.М. Генерация рентгеновского излучения при термическом воздействии на ниобат лития	211
Орлова К.Н., Градобоев А.В., Симонова А.В. Радиационная стойкость GaP-светодиодов к облучению гамма-квантами	216
Полисадова Е.Ф., Хасанов О.Л., Степанов С.А., Валиев Д.Т., Пайгин В.Д., Шрайбер А.М., Жвакина П.Д. Наведенное поглощение в YSZ-керамике	221

УДК 533.599, 537.525.5, 537.533.7

В.Н. ДЕВЯТКОВ, Н.Н. КОВАЛЬ

ОСОБЕННОСТИ СЕТОЧНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕННОМ КАТОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПОТОКА ИЗ УСКОРЯЮЩЕГО ПРОМЕЖУТКА*

В плазмонаполненном диоде с продольным магнитным полем (~ 0.02 Тл) и плазменным сеточным катодом на основе импульсного дугового разряда, генерирующим импульсный (200 мкс) электронный пучок с амплитудой тока $I_b = 50\text{--}200$ А и энергией электронов до 15 кэВ, проведены измерения напряжения на электродах основного разрядного промежутка U_d для эмиссионных сеток с разным размером ячеек h при изменении давления рабочего газа (Ar) и условий, влияющих на величину тока ионов, поступающих из ускоряющего промежутка в плазменный катод. Проведено сравнение зависимостей U_d от p , для разных h , а также сопоставление вида этих зависимостей с максимальными рабочими токами, получаемыми в описываемом электронном источнике. Показано, что измерение U_d позволяет эффективно контролировать режим сеточной стабилизации границы эмиссионной плазмы, а стабильная работа сеточного плазменного катода обеспечивается в том случае, если U_d слабо зависит от величины давления рабочего газа p .

Ключевые слова: плазменный катод, сеточная стабилизация, дуговой разряд, электронный пучок.

Введение

Для решения ряда как научных, так и технологических задач требуются электронные пучки, причем сфера их применений расширяется по мере совершенствования источников электронов. В зависимости от необходимых параметров пучка, в электронных источниках могут использоваться катоды различного типа (термоэмиссионные, взрывоэмиссионные, плазменные (ПК) и др.). Если рассматривать ПК, то при наличии ряда достоинств им присущи и некоторые недостатки, связанные как с проблемами генерирования эмиссионной плазмы с заданными параметрами, так и с формированием ее границы, с которой производится эмиссия заряженных частиц. Существуют конструкции ПК, в которых открытая граница эмиссионной плазмы устанавливается автоматически таким образом, чтобы обеспечивалось эффективное токопрохождение через электронно-оптическую систему (ЭОС), включающую в себя как катодный, так и анодный электроды, выполненные в виде одиночных диафрагм или многоапертурной ЭОС [1–3]. Такие ЭОС способны работать при низком давлении рабочего газа в электронном источнике (определяемом в основном необходимостью создания эмиссионной плазмы требуемой концентрации), что увеличивает электрическую прочность ускоряющего зазора, но в них возможен его пробой при наличии ионного потока, возникающего при попадании электронного пучка на анод ЭОС или приходящего из пространства дрейфа пучка. Формирование высокоплотных низкоэнергетических электронных пучков возможно только при их зарядовой компенсации, что достигается в плазмонаполненных источниках. Использование в них режима работы с плазменным анодом позволяет работать без «физического» ускоряющего электрода. В этом случае параметры плазменного катода будут ограничиваться в основном процессами на эмиссионном электроде. Ионный поток, поступающий на ПК, может приводить к пробоям ускоряющего зазора электронного источника при зарядке диэлектрических пленок (с последующим их пробоем) на поверхности эмиссионного электрода. В источниках с сеточной стабилизацией [4–9] ионный поток на катод, наряду с отбором электронов из плазмы, может влиять и на условия ее генерации, ее параметры, положение эмиссионной границы плазмы в ячейках эмиссионной сетки и дополнительно повышать ее потенциал относительно эмиссионно-сеточного электрода. Повышение потенциала плазмы может приводить к росту тока разряда, пробоем двойного слоя между плазмой и анодным электродом (в том числе с образованием на нем катодного пятна) и в конечном счете к пробоем высоковольтного ускоряющего зазора электронного источника, вызванному процессами не только в высоковольтном промежутке, но и внутри разрядной системы плазменного катода [10]. Все эти факторы ограничивают достижение предельных параметров электронных пучков, а соответственно и сферу их применения.

* Работа выполнена в рамках госзадания (проект фонд. научных исследований ИСЭ СО РАН II.9.5.1 2017–2020 гг.).

Описание экспериментальной установки

Схема электронного источника на основе плазменного катода с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы представлена на рис. 1. Генерация плазмы, из которой производится извлечение электронного пучка, производится импульсным дуговым контрагированным разрядом низкого давления [11]. Основной разряд, после его

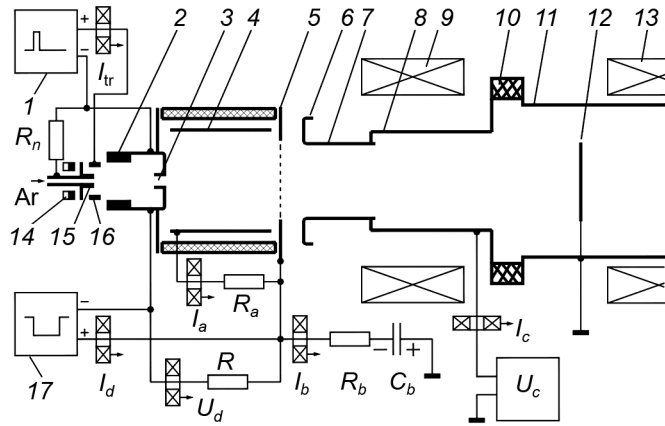


Рис. 1. Схема электронного источника: 1, 17 – источники питания; 2, 15 – Mg-катоды; 3 – канал контрагирования; 4 – анодная вставка; 5 – анодно-сеточный электрод; 6–8, 11 – труба дрейфа пучка; 10 – изолятор; 12 – коллектор; 9, 13 – соленоиды; 14 – постоянный магнит; 16 – анод инициирующего разряда

инициации вспомогательным слаботочным ($I_{tr} \leq 10$ А) разрядом, запитываемым от источника питания 1, горит с образованием катодных пятен на Mg-вставке 2 через канал контрагирования 3 на анодно-сеточный электрод 5. Ток разряда I_d частично замыкается также на электрод 4 (через сопротивление R_a). Электрод 5 имеет эмиссионное окно диаметром 60 мм, затянутое мелкоконструктурной сеткой из нержавеющей стали. Генерация электронного пучка производится в плазмонаполненном высоковольтном диоде с плазменным анодом. Первоначально электроны, извлекаемые через ячейки эмиссионной сетки, ускоряются электрическим полем, существующим в зазоре между плазменным катодом и ускоряющим заземленным электродом 6. Проходя через пространство дрейфа (7, 8, 11) пучок производит ионизацию находящего там рабочего газа (Ar). За время

порядка нескольких мкс происходит нейтрализация электронного пучка по пространственному заряду, и образуется плазменный анод. Величина напуска рабочего газа в разрядную систему ПК, определяет рабочее давление p . Для транспортировки пучка используется магнитное поле, создаваемое соленоидами 9, 13. Изолятор 10 разделяет трубу дрейфа на секции, что позволяет подавать на секции 6–8 напряжение смещения от источника постоянного напряжения U_c (± 0 –300 В). Питание ускоряющего зазора производилось постоянным напряжением от накопительной емкости $C_b = 6$ мкФ, заряжаемой между импульсами до $U = 10$ –15 кВ. Балластное сопротивление $R_b = 1.2$ Ом ограничивает ток пробоя ускоряющего промежутка. Измерение токов осуществлялось поясами Роговского. Измерение U_d производилось путем измерения тока, протекающего через сопротивление $R = 100$ Ом, подключенного параллельно межэлектродному промежутку. Ток в этой цепи измерялся изолированным на полное ускоряющее напряжение поясом Роговского.

Результаты эксперимента и их обсуждение

При отсутствии эмиссии электронов из ПК напряжение U_d определяется напряжением горения основного дугового разряда в данной электродной системе. В зависимости от величины тока разряда, рабочего давления, величины магнитного поля, проникающего в разрядную систему, рабочее напряжение горения может составлять -30 ÷ -80 В и снижаться примерно до -20 В в случае зажигания неконтрагированного разряда с катодными пятнами на внешней стороне катодного электрода. В режиме эмиссии электронов из ПК эмиссионно-сеточный электрод 5 уже не является для разряда единственным анодным электродом. Электроны, ускоренные полем, проникающим в ПК из ускоряющего зазора, начинают уходить через ячейки сетки и часть тока разряда проходит не в цепи анодно-сеточного электрода 5, а через источник питания ускоряющего зазора. Это приводит к изменению потенциала электрода 5 как относительно потенциала плазмы в ПК, так и относительно катода разряда 2. Изменение U_d , связанное с изменением потенциала эмиссионной плазмы относительно электрода 5, зависит от нескольких факторов. Сильное влияние в экспериментах оказывало изменение рабочего давления. При росте p напряжение U_d не только снижалось, но и изменяло свою полярность.

Второй фактор, влиявший на U_d , – это размер ячеек эмиссионной сетки h . При проведении экспериментов использовались сетки с размером ячейки $h = 0.15$, 0.33 и 0.45 мм. На рис. 2 пред-

ставлены экспериментально полученные зависимости напряжения U_d от давления p для разных h и двух значениях тока разряда I_d .

При анализе влияния изменения давления на изменение U_d важно отметить, что изменение давления достигалось путем регулировки потока рабочего газа, напускаемого через разрядную систему плазменного катода. В этом случае увеличение давления приводит не только к увеличению величины ионного тока, поступающего в плазменный катод, но и к росту концентрации нейтральных частиц и плазмы в газоразрядной системе. Для того чтобы определить степень влияния ионного тока на изменение U_d , были проведены эксперименты, в которых величина ионного тока, поступающего в катод, изменялась при постоянном потоке газа и соответственно неизменном давлении. Управлять величиной ионного тока, поступающего в плазменный катод из ускоряющего промежутка, можно при организации дополнительной ионизации газа за счет отражения от коллектора медленных плазменных электронов и их осцилляции в магнитном поле, используемом для транспортировки пучка или за счет подачи напряжения смещения на электроды, образующие часть пространства дрейфа электронного пучка (6–8, рис. 1). Подача небольшого отрицательного потенциала (порядка -50 В) позволяет понизить ток ионов, поступающих в плазменный катод за счет их частичного перехвата на электродах 6–8. Дальнейшее повышение отрицательного смещения практически не приводит к изменению баланса токов, но может приводить к тому, что происходит зажигание разряда между электродами 6–8 и заземленными электродами 11, 12, в том числе с образованием катодных пятен на электродах 6–8. В этом случае резко возрастает концентрация плазмы в пространстве дрейфа пучка, ионный поток на катод и, как следствие, происходит пробой ускоряющего промежутка электронного источника. Пдача положительного смещения на электроды 6–8 приводит к росту тока ионов на плазменный катод. На рис. 3 приведены осциллограммы токов разряда I_d , полного тока пучка I_b , тока электродов 6–8 I_c (ионного (а) и электронного (б)) и напряжения U_d в зависимости от приложенного к электродам 6–8 напряжения смещения U_c (а, б, в), полученные при давлении $p = 0.065$ Па, начальном токе разряда 150 А и использовании сетки с $h = 0.33$ мм.

При увеличении давления до $p = 0.16$ Па при $U_c = -50$ и 0 В получены $U_c = +70$ и $+100$ В соответственно, а при $U_c = +50$ В уже наблюдались постоянные пробои ускоряющего промежутка при достижении $U_d \geq 100$ В.

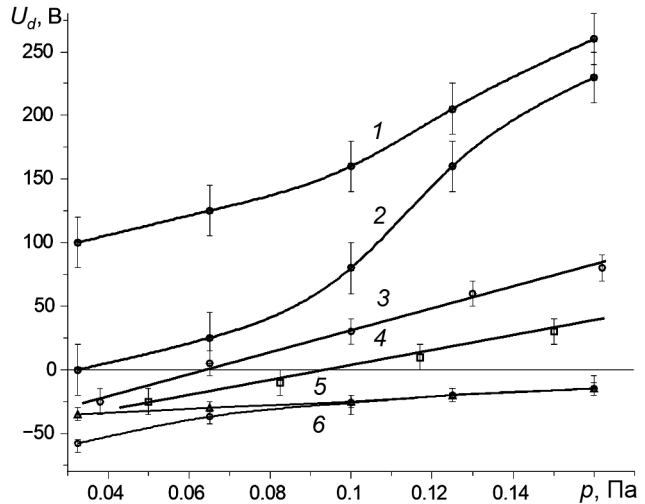


Рис. 2. Зависимость напряжения U_d от давления рабочего газа p (около эмиссионной сетки). Размер ячейки сетки: $h = 0.45$ мм (кр. 1, 2), 0.33 мм (кр. 3, 4) и 0.15 мм (кр. 5, 6). Ток разряда $I_d = 50$ А (кр. 2, 4, 5) и 200 А (кр. 1, 3, 6)

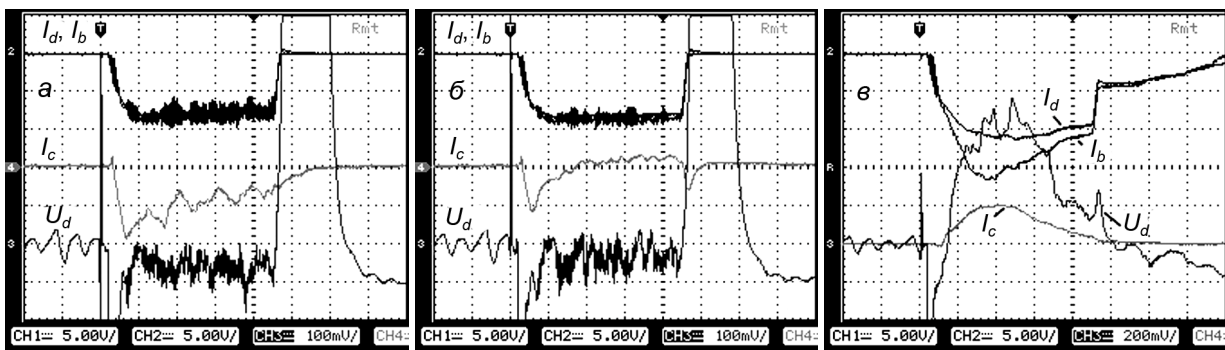


Рис. 3. Осциллограммы для $h = 0.33$ мм при $p = 0.065$ Па, ускоряющем напряжении $U = 13$ кВ и $I_d = 150$ А: $U_c = -50$ В (а), $U_c = 0$ В (б) и $U_c = +50$ В (в). Масштаб: 50 мкс/дел., 100 А/дел. (I_d, I_b); 20 А/дел. ($I_c, а, б$), 200 А/дел. ($I_c, в$); 20 В/дел. ($U_d, а, б$) и 40 В/дел. ($U_d, в$)

Для сетки с размером ячеек $h = 0.33$ мм был также проведен дополнительный эксперимент, в котором при $R_a = 0$ наблюдалось некоторое понижение напряжения U_d при высоких давлениях (на 20 В при $p = 0.14$ Па), что связано, вероятно, с увеличением ионного тока на электрод 4 и понижением при этом потенциала плазмы относительно эмиссионного электрода.

Заключение

Эксперименты показали, что между полярностью U_d и степенью эрозии сетки (со стороны разрядной системы) катодными пятнами прослеживается прямая связь. Для сетки с $h = 0.15$ мм наблюдается лишь незначительная эрозия (преимущественно на краю эмиссионного отверстия, перекрытого сеткой), а для сетки с $h = 0.45$ мм – практически полная очистка внутренней поверхности сетки и части поверхности эмиссионного электрода от пленки, образующейся из оседающих на них материалов катода и его соединений. Это позволяет предположить, что катодные пятна на внутренней поверхности эмиссионного электрода возникают преимущественно из-за появления большой разности потенциалов между этим электродом и эмиссионной плазмой, а не являются следствием того, что они перемещаются с внешней стороны эмиссионного электрода на его внутреннюю поверхность при наличии пробоя высоковольтного промежутка электронного источника. Повышение потенциала плазмы относительно эмиссионного электрода и особенно возникновение обратной полярности напряжения U_d (напряжения на межэлектродном промежутке разрядной системы) может приводить как к относительно небольшому увеличению разрядного и эмиссионного токов, так и к практически неконтролируемому лавинообразному процессу роста этих токов при возникновении дополнительного дугового разряда, функционирующего за счет энергии, потребляемой от источника питания ускоряющего промежутка, вносимой в разрядную цепь плазменного катода. Этот процесс может рассматриваться как один из основных факторов, стимулирующих электрический пробой ускоряющего промежутка, и, как следствие, ограничивающих максимальные параметры плазменного катода. Эксперименты показали, что использование эмиссионной сетки с более мелкой ячейкой позволяет снизить зависимость U_d от p , а контроль за напряжением U_d может эффективно использоваться для оценки общей стабильности работы сеточного ПК. Снижение эффективности извлечения (соотношения I_b/I_d), наблюдаемое при уменьшении h , удаётся скомпенсировать за счет повышения рабочего давления, приводящего к росту концентрации как эмиссионной плазмы в ПК, так и анодной пучковой плазмы. Выбор оптимального рабочего давления важен также с точки зрения уменьшения высокочастотных шумов, наблюдающихся на токе пучка. Хотя изменение потенциала плазмы в ПК и изменение положения границ эмиссионной и анодной (пучковой) плазмы могут определять нестабильную эмиссию электронного пучка, в некотором диапазоне давлений наблюдается достаточно стабильная генерация пучка с небольшими колебаниями амплитуды тока. Эти стабильные режимы работы электронного источника используются в экспериментах по модификации поверхности материалов и изделий импульсными интенсивными пучками электронов с целью улучшения их эксплуатационных свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goebel D.M., Schumacher R.W., and Watkins R.M. // Proceedings 9th International Conference on High Power Particle Beams. – 1992. – V. 2. – P. 1093–1098.
2. Astrelin V.T., Kandaurova I.V., and Truneva Yu.A. // Tech. Phys. – 2014. – V. 59. – No. 2. – P. 258–263.
3. Trunev Yu.A., Avrorov A.P., Astrelin V.T., et al. // – 2010. Proc. 16th Intern. Symp. on HIGH Current electronics. – P. 156–158.
4. Девятков В.Н., Коваль Н.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 44–48.
5. Vorob'ev M.S., Gameraister S.A., Devyatkov V.N., et al. // Tech. Phys. Lett. – 2014. – V. 40. – No. 6. – P. 506–508.
6. Devyatkov V.N. and Koval N.N. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 49–52.
7. Девятков В.Н., Коваль Н.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 10/2. – С. 32–38.
8. Koval T.V., Devyatkov V.N., Nguyen B.H., and Uglov V.V. // High Temperature Mater. Proc. – 2015. – V. 19. – No. 1. – P. 19–27.
9. Гушенец В.И., Бугаев А.С., Окс Е.М. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 49–53.
10. Devyatkov V.N. and Koval N.N. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – V. 552. – P. 012014. 1–6.
11. Devyatkov V.N., Vorobyov M.S., Koval N.N., and Shugurov V.V. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – V. 652. – P. 0120661. 1–6.

Девятков Владимир Николаевич, науч. сотр. лаб. плазменной эмиссионной электроники, e-mail: vlad@opee.hcei.tsc.ru;
Коваль Николай Николаевич, д.т.н., зав. лаб. ПЭЭ.

V.N. DEVYATKOV, N.N. KOVAL

FEATURES OF PLASMA CATHODE GRID STABILIZATION IN THE PRESENCE OF INTENSE ION FLUX FROM ACCELERATING GAP

The electrode voltage of the main discharge gap U_d was measured in a grid-stabilized plasma-cathode electron source which is based on a pulsed constricted low-pressure arc. The electron source operates at a longitudinal magnetic field of ~ 0.02 T, and produces a pulsed (200 μ s) electron beam with a current of 50–200 A and energy of up to 15 keV. The measurements of U_d were taken for emission grids differing in mesh size under changes of the gas (Ar) pressure and conditions influencing the ion current from the acceleration gap to the plasma cathode. The pressure dependences of U_d obtained for different mesh sizes were compared and analyzed for correlation with maximum operating currents attained in the source. With no electron emission from the plasma cathode, the voltage U_d coincided with the operating arc voltage. The study demonstrates the following. According to research data, the emission of electrons from a grid plasma cathode can change both the value and the polarity of U_d . Our experiments suggest that the variation in U_d with increasing the gas pressure p and discharge current I_d is governed not only by the ion current to the plasma cathode but largely by the grid stabilization conditions at the cathode plasma boundary and that controlling the voltage U_d allows one to efficiently control the operation stability of the plasma cathode. The maximum beam current (limited by breakdown of the acceleration gap) depends not only on the absolute value of the ion current to the plasma cathode but mostly on the potential of grid electrode with respect to the anode plasma of the arc discharge as a factor which also influences U_d . The voltage range $U_d \geq 0$ greatly increases the probability of cathode spots appearing at emission electrode (from the side of the discharge system), and this almost inevitably leads to a breakdown of the acceleration gap. Decreasing the grid mesh size decreases the dependence of U_d on p and I_d . The decrease in the ratio I_b/I_d , in this case, can be compensated by increasing the gas pressure, which causes almost complete switching of the discharge current from grid electrode to the acceleration gap.

Keywords: pulse electron source, plasma grid cathode, low pressure arc discharge, plasma anode.

УДК 537.533.9

С.А. СОРОКИН

**ТРАНСПОРТИРОВКА И ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В НИЗКОИМПЕДАНСНЫХ СТЕРЖНЕВЫХ ПИНЧ-ДИОДАХ***

Проведено экспериментальное исследование возможностей транспортировки и фокусировки электронного пучка в низкоимпедансном стержневом пинч-диоде, исходно закороченном набором радиальных проволок, при удалении места контакта проволок со стержнем от кончика стержня, многократно превышающего диаметр стержня. В эксперименте также реализована эффективная транспортировка электронного пучка к анодному кончику при изогнутом стержне.

Ключевые слова: *сильноточный генератор, стержневой пинч-диод, электронный пучок, жесткое рентгеновское излучение, рентгеновская радиография.*

Введение

Сфокусированные на мишень интенсивные пучки релятивистских электронов могут быть использованы для создания мощных импульсных источников рентгеновского излучения субмиллиметрового размера (главным образом для рентгеновской радиографии), а, также для генерации сгустков плазмы с высокой плотностью энергии. Несомненными преимуществами для этих приложений обладает конфигурация стержневого пинч-диода (rod-pinch diode). В этой конфигурации положение источника излучения исходно задано положением кончика анодного стержня, а его размер в значительной степени определяется размером кончика стержня. Однако разлет электродной плазмы в вакуумном диоде с массивными электродами вносит ограничение на межэлектродный зазор, а следовательно, на импеданс диода и мощность электронного пучка. Значительное снижение импеданса стержневого пинч-диода может быть достигнуто предварительной инжекцией в диод плазмы, а также установкой тонкой фольги или набора радиальных проволок, исходно закорачивающих диод. Вакуумный зазор (электронный диод) формируется при отрыве ускоряемой током генератора плазмы исходной перемычки (фольги, проволок) от анодного стержня. В последующее время величина зазора и импеданс диода определяются движением плазмы перемычки от стержня и расширением плотной плазмы анодного стержня, образовавшейся в результате бомбардировки стержня электронным пучком. Кроме того, в такой конфигурации межэлектродный зазор исходно короткозамкнут плазмой (плазмонеполненный стержневой пинч-диод), фольгой или проволоками, что позволяет существенно укоротить длительность и увеличить амплитуду импульса напряжения на диоде. Как показали эксперименты [1–10], в такой конфигурации в течение импульса напряжения генератора удастся поддерживать импеданс диода на уровне от долей до единиц ом.

В проведенных исследованиях с радиальными проволоками и фольгой [6–10] расстояние от места их контакта со стержнем до кончика стержня составляло 1–4 мм. Это расстояние и масса проволок (фольги) выбирались так, чтобы плазма проволок (фольги) при ее аксиальном движении под действием силы $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ достигала кончика стержня около времени максимума тока генератора. Вместе с тем, так как величина силы $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ обратно пропорциональна квадрату радиуса, то процесс движения плазмы проявляется в ее оттеснении от анодного стержня в радиальном направлении, что может привести к формированию вакуумного зазора (диода) до достижения плазмой кончика стержня. Уже в первых экспериментах с вакуумным стержневым пинч-диодом [11] наблюдали, что электронный пучок может транспортироваться вдоль стержня на значительные расстояния (до 20 см в указанных экспериментах). Представляет интерес исследовать возможности формирования вакуумного зазора и транспортировки пучка в закороченном проволоками (фольгой) стержневом диоде (в том числе в случае изгиба стержня) при значительном удалении l места контакта проволок (фольги) со стержнем от кончика стержня ($l \gg d$, d – диаметр стержня).

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 15-08-01261.

В настоящей работе проведены эксперименты по формированию низкоимпедансного диода и транспортировке электронного пучка при удалении $l = 15\text{--}25$ мм места контакта проволочек со стержнем от кончика вольфрамового стержня диаметром 1 мм.

Экспериментальная установка и диагностическая аппаратура

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ на базе водяных формирующих линий [12]. Генератор МИГ имеет волновой импеданс 0.65 Ом, а длительность импульса и напряжение в бегущей волне соответственно 80 нс и 1 МВ. Индуктивность области проходного (вода – вакуум) изолятора, магнитоизолированной вакуумной передающей линии и нагрузочной области составляет около 30 нГн. Схематическое изображение области нагрузки показано на рис. 1. Проволочки устанавливаются по касательной к анодному стержню. Количество проволочек подбирается (в процессе эксперимента) таким чтобы вакуумный зазор формировался около максимума тока генератора. В основной части выстрелов использовались одна или две алюминиевые проволочки диаметром 33 мкм.

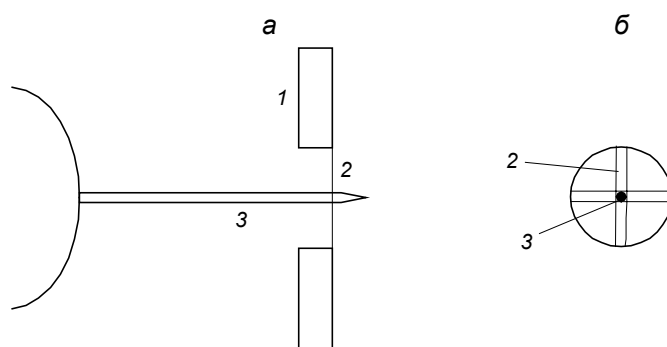


Рис. 1. Схема стержневого пинч-диода, предварительно закороченного набором радиальных проволочек (а) и вид в осевом направлении (б): 1 – катодный диск; 2 – набор проволочек; 3 – стержневой анод

Мощность дозы рентгеновского излучения измерялась кремниевым pin-диодом, а интегральная за импульс доза – LiF-термолюминесцентным дозиметром (ТЛД). Pin-диоды калибровались по дозе, измеренной LiF-дозиметром. Излучение регистрировалось за алюминием толщиной 5 мм. Упомянутые в статье дозы и мощности дозы излучения приведены к расстоянию от источника 1 м. С водяной стороны проходного «вода – вакуум» изолятора установлены резистивный и емкостной делители напряжения. Для измерения тока и индуктивной составляющей напряжения ($L(di/dt)$) у проходного изолятора применялись пояс Роговского и магнитные зонды. Зонд калибровался по делителям напряжения в выстреле на индуктивную нагрузку. Для получения двух изображений источника излучения в собственных лучах применялась камера-обскура.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 2 и 3 представлены результаты для выстрела на стержневой анод с радиальной алюминиевой проволочкой диаметром 33 мкм, касающейся стержня в 17.5 мм от его кончика. Диаметр вольфрамового стержня – 1 мм. На последнем миллиметре кончик стержня заточен конусно до диаметра у среза 0.7 мм. Осциллограммы напряжения V у проходного «вода – вакуум» изолятора, его индуктивной составляющей $L(di/dt)$ и мощности дозы рентгеновского излучения P показаны на рис. 2. Разность $V - L(di/dt)$ есть напряжение на активной нагрузке. Видно, что примерно до 40 нс напряжение V и его индуктивная составляющая $L(di/dt)$ совпадают, то есть диод замкнут проволочкой. С 40 по 56 нс более низкая индуктивная составляющая обусловлена движением плазмы проволочки (импеданс движения dL/dt). В дальнейшем плазма проволочки отрывается от стержня, формируется вакуумный зазор и импульс жесткого рентгеновского излучения. Разумно предположить, что после формирования зазора ток полностью переносится электронами и ионами в диоде, а движение плазмы проволочек не вносит существенного вклада в активный импеданс нагрузки. Во время пика излучения напряжение на диоде достигает 1.4 МВ, что при токе 0.9 МА

соответствует импедансу диода около 1.6 Ом. Пиковая мощность дозы рентгеновского излучения составляет около 10^8 рад/с, а измеренная LiF-термолюминесцентным дозиметром интегральная за импульс доза – 2.1 рад (в аксиальном направлении в 1 м от источника за экраном из алюминия толщиной 5 мм). Ширина на полувысоте импульса излучения (FWHM) составляет около 14 нс. Как и в выстрелах с небольшим (1–4 мм) удалением проволоочки от анодного кончика, импульс излучения имеет пик около 70 нс от начала тока генератора. То есть формирование вакуумного зазора (диода) происходит в результате оттеснения плазмы проволоочек от анодного стержня в радиальном направлении до достижения плазмой кончика стержня. На полученном в радиальном направлении с помощью камеры-обскуры (область энергий квантов более 20 кэВ) изображении видно, что излучает только самый кончик стержня. То есть несмотря на значительную удаленность места контакта проволоочки со стержнем от кончика стержня, а также трехмерность движения электронов имеет место их эффективная транспортировка и фокусировка на кончике стержня. Видимый на изображении радиальный размер источника составляет около 0.8–0.9 мм, что лишь незначительно превышает радиальный размер стержня у среза. Увеличение размера обусловлено как расширением анодной плазмы за время импульса излучения, так и конечным (около 0.2 мм) пространственным разрешением камеры. Излучает в основном торец стержня. То есть электроны налетают на стержень в аксиальном направлении. Аксиальный размер излучающей области сравним с пространственным разрешением камеры.

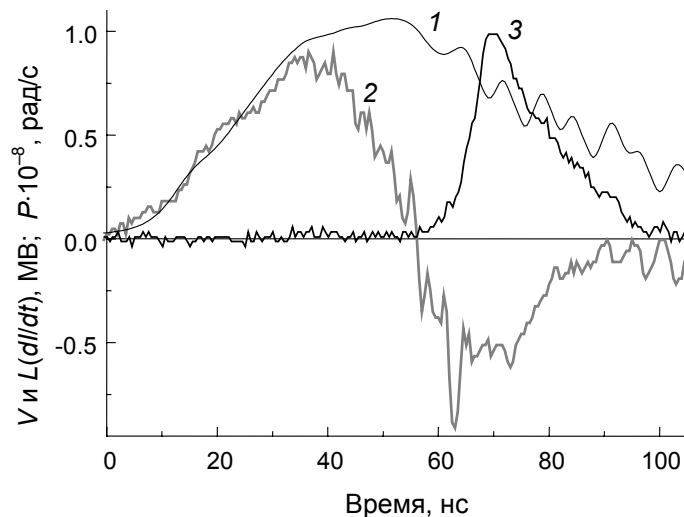


Рис. 2. Осциллограммы напряжения у проходного изолятора V (кр. 1), его индуктивной составляющей $L(dI/dt)$ (кр. 2) и мощности дозы рентгеновского излучения P (кр. 3) для выстрела с вольфрамовым стержнем диаметром 1 мм (см. рис. 3) и одной проволоочкой, касающейся стержня в 17.5 мм от его кончика

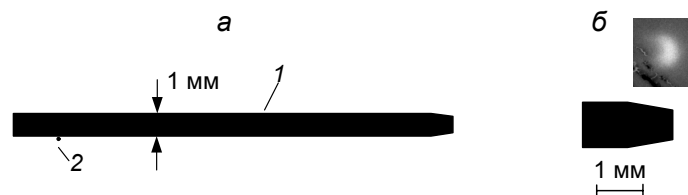


Рис. 3. Форма вольфрамового стержня и положение касающейся стержня радиальной алюминиевой проволоочки диаметром 33 мкм (а), кончик стержня и (выше) полученное с помощью камеры-обскуры изображение (б): 1 – стержень; 2 – проволоочка

Представляют интерес тестовые эксперименты, определяющие возможности транспортировки и фокусировки электронного пучка при значительном удалении положений проволоочки от кончика анодного стержня при изогнутом стержне. Изгиб стержня, в частности, позволяет выводить излучение к исследуемому объекту при решении задач рентгеновской радиографии с использова-

нием генераторов с отрицательной зарядкой высоковольтного электрода [5]. На рис. 4, *а* показана форма изогнутого стержня с конусным трубчатым кончиком, а на рис. 4, *б* – трубчатый кончик и полученное с помощью камеры-обскуры изображение. Трубчатый кончик изготовлен из танталовой фольги толщиной 10 мкм. Из такого анода облегчен выход рентгеновского излучения, а электроны передают энергию в фольгу в многопроходовом режиме, так как экстраполированный пробег электронов с энергией 1 МэВ в тантале составляет около 0.3 мм. Алюминиевая проволока диаметром 33 мкм касается стержня в 13 мм от места его изгиба (показано на рис. 4, *а*). Расстояние от места изгиба до трубчатого кончика – 9 мм. Как и в рассмотренном выше выстреле, импульс излучения длительностью 20 нс имеет пик около 70 нс от начала тока генератора. То есть удаление места касания проволоочки со стержнем от места изгиба стержня и анодного кончика не влияет существенно на время формирования вакуумного зазора (диода). На рентгеновском изображении наблюдается фокусировка электронного пучка на конусный кончик. Имеет место некоторая несимметричность фокусировки и увеличенный размер области фокусировки в направлении оси конусной трубки, что, возможно, обусловлено многопроходовым режимом торможения электронов в фольге. Тем не менее при радиальном наблюдении (в направлении оси трубки) размер источника излучения с учетом разрешения камеры составляет около 0.5 мм. Данный выстрел демонстрирует возможности транспортировки электронного пучка к удаленному анодному кончику, а также еще одну возможность формирования источника излучения для вне осевой радиографии.

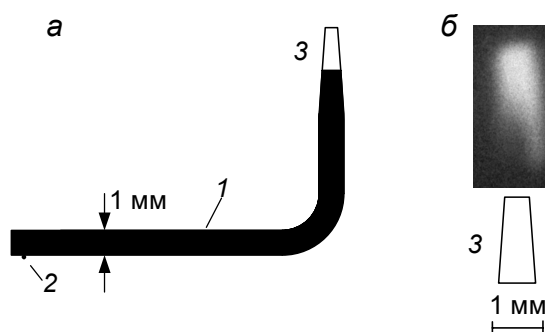


Рис. 4. Форма изогнутого стержня с конусным трубчатым кончиком (*а*), трубчатый кончик и (выше) полученное с помощью камеры-обскуры изображение (*б*): 1 – стержень; 2 – проволока; 3 – конусная трубка

Заключение

В проведенных экспериментах с закороченным проволочкой стержневым пинч-диодом показано, что значительное (многократно превышающее диаметр стержня) удаление места касания проволоочки со стержнем от анодного кончика не влияет на факт и время формирования вакуумного зазора (диода). В эксперименте реализована эффективная транспортировка и фокусировка электронного пучка на кончик стержневого анода при значительном удалении положений проволоочки и кончика стержня, а также при изгибе стержня.

Автор выражает благодарность Е.Н. Волкову и Ю.А. Суковатицыну за техническую поддержку настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weber B.V., Commisso R.J., Cooperstein G., et al. // Phys. Plasmas. – 2004. – V. 11. – P. 2916–2927.
2. Weber B.V., Allen R.J., Comisso R.J., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2008. – V. 36. – P. 443–455.
3. Сорокин С.А. // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 8. – С. 68–74.
4. Сорокин С.А. // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – Вып. 7. – С. 57–62.
5. Sorokin S.A. // Radiography: Methods, Theory and Applications. – N.Y.: Nova Science Publishers, 2012. – P. 143–150.
6. Sorokin S.A. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10/3. – С. 401–404.
7. Сорокин С.А. // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – Вып. 16. – С. 22–28.
8. Sorokin S.A. // Phys. Plasmas. – 2016. – V. 23. – P. 043110.
9. Сорокин С.А. // ЖТФ. – 2016. – Т. 86. – Вып. 9. – С. 56–61.

10. Sorokin S. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2017. – V. 45. – P. 2268–2271.
11. Mahaffey R. A., Golden J., Goldstein S. A., and Cooperstein G. // Appl. Phys. Lett. – 1978. – V. 33. – P. 795.
12. Кабламбаев Б. А., Лучинский А. В., Петин В. К. и др. // Вопросы атомной науки и техники. – 2001. – Вып. 3–4. – С. 149.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Сорокин Сергей Аркадьевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., e-mail: s.sorokin@rambler.ru.

S.A. SOROKIN

TRANSPORT AND FOCUSING OF THE ELECTRON BEAM IN LOW-IMPEDANCE ROD-PINCH DIODES

An experimental study was performed of the possibilities of transporting and focusing an electron beam in a low-impedance rod-pinch diode initially shorted by a set of radial wires, when the site of contact between the wires and the rod is removed from the tip of the rod many times the diameter of the rod. In the experiment, effective transport of the electron beam to the anode tip is also realized with a curved rod.

Keywords: *high-current generator, rod-pinch diode, electron beam, hard x-ray radiation, x-ray radiography.*

УДК 533.95, 533.9.07

*П.А. МОРОЗОВ, И.Ф. ПУНАНОВ, Р.В. ЕМЛИН, В.В. ЛИСЕНКОВ***ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ВАКУУМНОМ РАЗРЯДЕ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРОВ***

Исследовался процесс наносекундного разряда по поверхности полимеров в вакууме. Для широко распространенных полимеров – фторопласта, полиэтилена, полиметилметакрилата и полистирола – измерены расход массы, полный заряд и энергия пучка и механический импульс тяги. Импульс высокого напряжения амплитудой 70 кВ длительностью 20 нс генерировался высоковольтным генератором с энергией 2 Дж. Ток разряда при этом достигал 3 кА. Показано, что импульс тяги возрастает с ростом средней массы иона полимера. Проведены теоретические оценки в модели переноса энергии в процессе теплопроводности от развившегося высокотемпературного плазменного канала разряда на поверхности диэлектрика. Эти расчёты показывают, что при относительно небольшой мощности, вводимой в наших условиях, высокоскоростная (быстрой группы ионов) часть измеренного расхода массы, вероятнее всего, генерируется на фронте распространяющейся проводящей области и ускоряется электрическим полем на этой высоковольтной стадии развития пробоя по поверхности диэлектрика.

Ключевые слова: *поверхностный разряд, плазменные пучки, наносекундный разряд.*

Введение

Широкое применение в технике объёмной плазмы и плазменных пучков требует дальнейшего развития нашего понимания фундаментальных физических механизмов, задействованных в процессах формирования плазмы, её концентрации, ионного состава и ускорения как её ионной, так и нейтральной компонент, их взаимодействия и распределения их составляющих по скоростям, определения КПД энергетических процессов различных этапов преобразования вещества, а также определения характеристик взаимодействия плазменных потоков с поверхностями различных веществ [1]. Исследования процессов формирования плазмы с помощью высоковольтных разрядов наносекундной длительности, в особенности в процессах электрического перекрытия в условиях вакуума, предоставляют хорошую возможность провести надёжные измерения многих параметров формирующейся плазмы. В данной работе представлены результаты исследования особенностей процесса плазмообразования при вакуумном перекрытии полимеров при напряжении до 90 кВ и попытка связать значения полученного относительного расхода массы и других плазменных характеристик с термодинамическими характеристиками этих веществ.

Экспериментальная установка

Генератор наносекундных импульсов представлял собой коаксиальную линию ёмкостью 500 пФ с глицерином в качестве диэлектрика, заряжаемую от высоковольтного импульсного трансформатора, запасаемая в ней энергия 2 Дж. Газовый разрядник высокого давления формировал импульс положительной полярности длительностью 24 нс с фронтом 2 нс. Частота следования разрядов генератора могла изменяться от 1 до 100 Гц. Высокое напряжение генератора выбрано, поскольку в таких условиях в разряде генерируется группа высокоскоростных ионов пучка со скоростями 100–500 км/с (1–20 кэВ для ионов углерода), происхождение которой представляет большой интерес [2]. Эксперименты проводились в вакуумной камере объёмом 2.5 м³ при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Электродная система приведена на рис. 1. Прямоугольные электроды из алюминия шириной 10 мм, длиной 10 мм, толщиной 3 мм располагались на расстоянии 20 мм. Образцы диэлектрика изготавливались в форме параллелепипедов 32×20×4 мм. Здесь же показана система координат, в которой описывается взаимное расположение образца и датчиков.

* Работа поддержана РФФИ, грант № 18-08-00185.

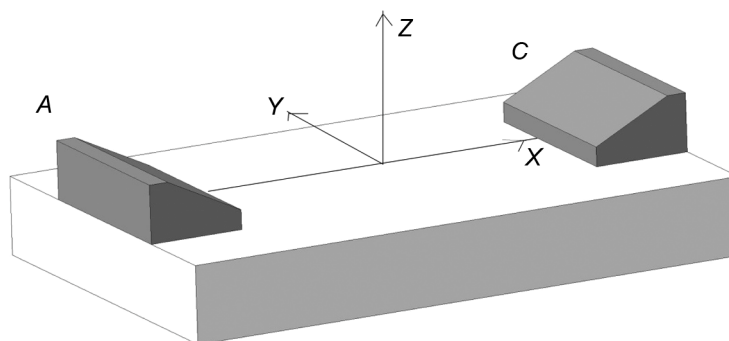


Рис. 1. Схема разрядного промежутка

Фотография экспериментальной установки приведена на рис. 2. Механический импульс пучка (тяга) регистрировался балансиrom 1, представляющим собой уравновешенную мишень размером 250×300 мм, опирающуюся на игольчатые опоры. Она располагалась на расстоянии 20 см от разряда таким образом, что захватывала половину пучка. Момент инерции балансира $31000 \text{ г} \cdot \text{см}^2$.

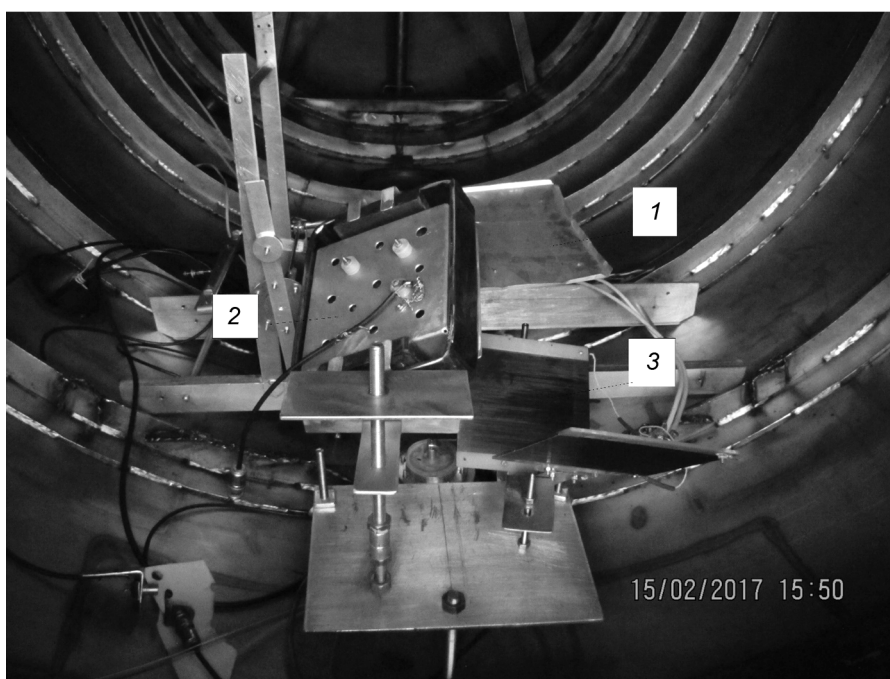


Рис. 2. Фотография экспериментальной установки: 1 – балансир; 2 – цилиндр Фарадея; 3 – терморезисторы

Ток пучка регистрировался цилиндром Фарадея 2 с входной апертурой 100 см^2 (10×10 см). Подавление вторичной электронной эмиссии с коллектора и выделение ионной компоненты плазмы пучка осуществлялось постоянным магнитным полем, перпендикулярным направлению распространения пучка. Располагался цилиндр Фарадея на расстоянии 17 см от разряда, а корпус был развернут таким образом, что направление на центр входного окна составляет угол $\varphi = -135^\circ$, $\theta = 30^\circ$.

Измерение энергии пучка проводилось с использованием двух терморезисторов [3] с площадью поверхности 130 см^2 , второй из них находился рядом в аналогичных условиях и использовался как опорный в мостовом включении. Измерительный терморезистор находился на расстоянии 9 см от разряда. Активное сопротивление каждого датчика 1.7 кОм. Сигнал разбаланса моста подавался на вольтметр В6-9 и далее на осциллограф (табл. 1).

Таблица 1

Физические свойства исследованных диэлектриков

Вещество	Температура плавления, °С	Плотность·10 ⁻³ , кг/м ³	Теплоемкость, кДж/(кг·К)	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Температуропроводность·10 ⁶ , м ² /с	Средний вес иона, а.е.м.
Фторопласт	327	2.2	1	0.25	0.11	16.7
Полиэтилен	100–130	0.939	2.2	0.43	0.21	4.7
ПММА	100	1.18	1.4	0.16	0.09	6.7
Полистирол	92	1.05	1.26	0.093	0.074	6.5

Результаты и их обсуждение

Измеренные датчиками заряд и энергию необходимо пересчитать на полные по всей диаграмме направленности пучка. Это можно сделать, используя диаграмму направленности пространственного (углового) распределения этих величин.

Поскольку измеренные величины зависят только от полярного угла как $y_0 \cos^2 \vartheta$, измеренные значения равны

$$y = y_0 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \sin \vartheta \cos^2 \vartheta d\vartheta. \quad (1)$$

При том, что полное значение

$$y = y_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \cos^2 \vartheta d\vartheta. \quad (2)$$

Таким образом, по экспериментальным значениям из (1) определяем y_0 и по (2) – полное значение.

Что касается измерения импульса тяги, то, учитывая большую площадь мишени и малый вклад от z -компоненты импульсов частиц, ударяющихся в её периферическую зону, импульс тяги рассчитывался как удвоение измеренного, в предположении полностью неупругого удара.

При измерении полного заряда ионной компоненты ионный ток регистрировался цилиндром Фарадея в телесном угле равном 0.4 ср. Проинтегрировав его зависимость по времени, можно получить заряд, собираемый им от каждого разряда, а суммирование с учётом полной диаграммы направленности даёт полный ионный заряд пучка (табл. 2).

Таблица 2

Измеренные значения основных параметров плазменного пучка

Вещество	Расход массы, мкг/разряд	Тяга P , мкН·с/разряд	Заряд ионов, мкКл	Полная энергия пучка, мДж	Степень ионизации, %
Фторопласт	1.3	4.7	45	66	0.6
Полиэтилен	0.27	1.8	35	34	0.6
ПММА	0.46	1.6	31	35	0.5
Полистирол	0.38	2.7	24	46	0.4

Импульс отдачи (тяга) мишени балансира измерялся при частоте следования разрядов 30 Гц при подаче 100 разрядов, при этом время воздействия пучка не превышало 0.2 длительности периода колебаний балансира, чтобы оставаться в области линейности по углу его отклонения от положения равновесия. На рис. 3 построена зависимость импульса тяги пучка от средней массы иона при использовании образцов четырёх полимеров.

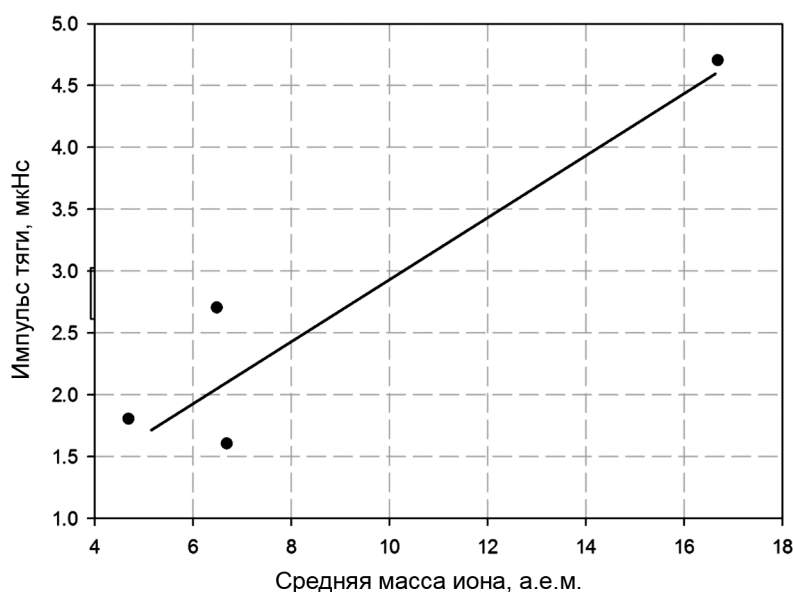


Рис. 3. Зависимость импульса тяги мишени от средней массы иона

Для четырёх полимерных диэлектрических материалов проведено сравнение величин полного ионного заряда пучков, степени ионизации рабочего тела, массового расхода, реактивного импульса отдачи (и среднемассовой скорости) плазменного пучка и анализ их зависимости от средней массы ионов. С учётом этих данных проведены теоретические оценки в модели переноса энергии в процессе теплопроводности от развившегося высокотемпературного плазменного канала разряда на поверхность диэлектрика. Эти расчёты показывают, что при относительно небольшой мощности, вводимой в наших условиях в разряд из-за малого отношения его сопротивления к импедансу генератора, высокоскоростная (быстрой группы ионов) часть измеренного расхода массы, вероятнее всего, генерируется на фронте распространяющейся проводящей области и ускоряется электрическим полем на этой высоковольтной стадии развития пробоя по поверхности диэлектрика. Абляционная часть массового расхода даёт вклад в диапазоне малых скоростей распространения, сдвигая среднемассовую скорость в диапазон менее 10 км/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang Zun, Tang Haibin // IEP-2013-147.
2. Морозов П.А., Пунанов И.Ф., Емлин Р.В., Смирнов А.С. // Изв. вузов. Физика. — 2016. — Т. 59. — № 9/3. — С. 106–110.
3. Ниимура М., Дулинг Д., Зич Р.Л. и др. // Приборы для научных исследований. — 1985. — № 12. — С. 61–68.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Морозов Павел Александрович, мл. науч. сотр. лаб. физики диэлектриков;**Пунанов** Иван Федорович, науч. сотр. лаб. физики диэлектриков;**Емлин** Рафаил Вениаминович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. физики диэлектриков, e-mail: emlin@iep.uran.ru;**Лисенков** Василий Викторович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. квантовой оптики.

P.A. MOROZOV, I.F. PUNANOV, R.V. EMLIN, V.V. LISENKOV

INVESTIGATION OF PLASMA BUNCHES OF NANOSECOND PULSED SURFACE FLASHOVER OF POLYMERS AT VACUUM

Development of small pulsed plasma thrusters now is focused on achievement of higher values of efficiency, precision, and particle flow speed. One of the methods to stimulate plasma acceleration is vacuum surface flashover at higher voltages (more than 100 kV). In this work we study plasma bunches generated by high-voltage vacuum surface flashover in linear configuration. The measured values are measured full ion charge, ionization degree, propellant loss, and thrust. We used potassium chloride, Teflon and polyethylene as samples. Generator voltage is 70 kV, stored energy is 2 J, and maximum current is 3.5 kA. It is attractive to use nanosecond pulses because of higher rate of power input into propellant. In addition, in this mode there is a possibility to decrease the level of the stored energy down to 3–5 J and increase the frequency up to 30 Hz and higher. We analyzed the full ion charge, propellant ionization degree, propellant loss, and thrust of the plasma bunch in terms of using of tested materials in discharge units. We made calculations of thrust bit, full energy of the bunch, charge efficiency and energy efficiency for dielectric materials of several polymers.

Keywords: *surface flashover, plasma bunches, nanosecond discharges.*

УДК 537.525

А.В. ВИЗИРЬ¹, Е.М. ОКС^{1,2}, М.В. ШАНДРИКОВ¹, Г.Ю. ЮШКОВ¹

ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ АТОМАРНЫХ, МОЛЕКУЛЯРНЫХ И ТРЁХАТОМНЫХ ИОНОВ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ*

Проведено исследование отражательного разряда с полым катодом в скрещенных $E \times H$ -полях при использовании водорода и дейтерия в качестве рабочего газа в широком диапазоне параметров разряда: токе от 0.0002 до 40 А, рабочем давлении от $2 \cdot 10^{-5}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ Торр. Влияние параметров разряда, а также конфигурации разрядной системы на ионный состав плазмы изучено с помощью времяпролётного спектрометра. Показано, что доли атомарных, молекулярных и трёхатомных ионов водорода и дейтерия существенно зависят от этих параметров, а максимальные доли каждого из трёх компонентов достигаются при их определённом сочетании. При токе импульсного разряда 40 А и давлении $2.2 \cdot 10^{-5}$ Торр доля протонов составляет 80 % в разрядной системе с объёмом плазмы 6 см³. При токе непрерывного разряда 40 мА и давлении $4 \cdot 10^{-4}$ Торр доля ионов H_3^+ составляет 90 % в разрядной системе с объёмом 24 см³, а ток ионного пучка – 1.25 мА при энергии ионов 11 кэВ. Определены параметры разряда, необходимые для достижения максимальных долей ионов D^+ , D_2^+ и D_3^+ .

Ключевые слова: отражательный разряд с полым катодом, ионный состав плазмы, ионы водорода, ионы дейтерия, трёхатомный ион.

Введение

Ионы водорода и дейтерия и их пучки используются в экспериментах по термоядерному синтезу, в полупроводниковой промышленности, в медицине и других областях науки и практики. Ион трёхатомного водорода H_3^+ впервые был обнаружен Томсоном в 1913 г. [1]. Значительно позднее в ряде работ [2, 3] были исследованы его особые физические свойства, которые оказались важны для астрофизики [4], поскольку его скорость образования в межзвёздном газе является самой высокой [5]. Генерация H_3^+ в лабораторных условиях осуществлена с использованием дуоплазматрона [6–8]. В работах [9, 10] для генерации H_3^+ использовался отражательный разряд с полым катодом в скрещенных $E \times H$ -полях. В работе [10] показано, что в случае дейтерия зависимости ионного состава от параметров разряда приблизительно те же, что и в случае протия. Трёхатомные ионы водорода и дейтерия образуются в результате следующих реакций (на примере водорода) [10]:



а распадаются в реакциях



Соотношение скоростей этих реакций для того или иного набора параметров разряда определяет ионный состав плазмы. В настоящей работе исследуется влияние параметров отражательного разряда с полым катодом в совокупности с конфигурациями разрядной системы и магнитного поля на ионный состав плазмы разряда.

* Работа поддержана РФФИ по гранту № 16-08-484.

Экспериментальная установка

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, а. Ионный источник 1 на основе отражательного разряда с полым катодом установлен на вакуумной камере длиной 1.7 м и диаметром 0.3 м. Рабочий газ (водород или дейтерий) напускается в разрядную систему ионного источника через канал 2. Рабочее давление регулируется скоростью напуска газа. Подвижный коллектор ионного пучка 3 площадью 50 см^2 установлен на расстоянии 30 см от ионного источника. Ионный состав плазмы измеряется с помощью анализа извлекаемого из нее пучка времяпролётным спектрометром, затвор 4 которого состоит из двух групп концентрических колец с четырьмя цилиндрическими зазорами, одна из которых заземлена, а на другую подаётся короткий (150 нс) отклоняющий импульс. Центральная часть пучка перекрыта диском диаметром 5 см, находящимся внутри колец, который предотвращает попадание ионов в детектор 5 во время отсутствия отклоняющего импульса. Детектором является вторичный электронный умножитель ВЭУ-7М, работающий в аналоговом режиме. Ток коллектора ионного пучка измеряется на выходе 6, а осциллограмма спектра пучка – на выходе 7. Благодаря высокой чувствительности детектора, возможно одновременное измерение тока коллектора и состава ионного пучка. Особенности функционирования времяпролётного спектрометра детально описаны в [11]. Вакуумная камера через затвор 8 откачивалась турбомолекулярным насосом 9 «Varian TV-1001» со скоростью откачки 900 л/с.

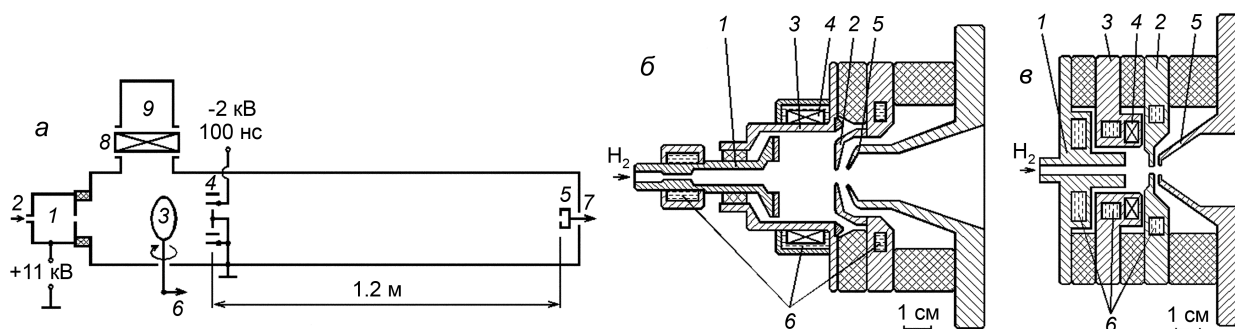


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 – ионный источник, 2 – напуск рабочего газа, 3 – коллектор, 4 – затвор времяпролётного спектрометра, 5 – детектор, 6 – выход для измерения тока пучка, 7 – выход для измерения ионного состава, 8 – вакуумный затвор, 9 – турбомолекулярный насос. Ионные источники (б, в): 1 – полый катод, 2 – катод-отражатель, 3 – анод, 4 – постоянный магнит, 5 – ускоряюще-запирающий электрод, 6 – водяное охлаждение

В экспериментах использовались два ионных источника с различной конфигурацией электродов и магнитного поля, схемы которых приведены на рис. 1, б и в. Источник, показанный на рис. 1, б, имел объём разрядной камеры 24 см^3 , а на рис. 1, в – 6 см^3 . Непрерывное либо импульсное разрядное напряжение прикладывалось между электрически соединёнными катодами 1 и 2 и анодом 3, в корпусе которого располагается постоянный магнит 4 с индукцией 1 Тл. Напряжение горения разряда изменялось от 1000 В в отсутствие устойчивого эффекта полого катода при токах разряда менее 12 мА до 350 В при зажигании разряда с полым катодом при токах более 30 мА. Ускоряющее напряжение прикладывалось к аноду. Использовались одноапертурные ускоряющие системы с диаметрами отверстий 5 мм в катоде 2 для источника рис. 1, б, и 2 мм для источника рис. 1, в. Ускоряюще-запирающий электрод 5 находился под потенциалом -500 В для запираания обратного потока вторичных электронов из области пучковой плазмы. Конфигурация магнитного поля рассчитывалась в программе «FEMM 4.0.1» (Finite Element Method Magnetic). Значение магнитной индукции на оси постоянного магнита составляло 0.1 Тл для источника, показанного на рис. 1, б для катодов 1 и 2 из нержавеющей стали, 0.15 Тл – для катодов 1 и 2 из ферромагнетика, 0.14 Тл для рис. 1, в, все электроды которого изготовлены из немагнитной нержавеющей стали.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Ионный состав извлекаемого из плазмы отражательного разряда с полым катодом для различных условий его горения иллюстрируется осциллограммами сигнала с выхода времяпролётного спектрометра, приведёнными на рис. 2. Время отсчитывается от начала отклоняющего импульса

са. Как следует из приведённых данных, ионный состав плазмы может варьироваться в очень широких пределах в зависимости от условий горения разряда и конструкции разрядной системы. Для каждого компонента рассчитывалась интегрированием каждого пика, соответствующего определённому виду ионов.

Эксперименты показали, что ионный состав пучка практически не зависит от уменьшения напряжения горения с 1000 до 350 В и одновременного повышения тока с 12 до 30 мА при возникновении эффекта полого катода. Также ионный состав не зависел от длительности импульса, которая варьировалась от 10 до 250 мкс, а при средней мощности разряда уровня 200 Вт, когда возможно сравнение импульсной и непрерывной формы разряда, не зависел и от формы горения при одинаковом токе разряда. Основными факторами, влияющими на ионный состав, являлись ток разряда, рабочее давление и конфигурация разрядной системы.

Максимальная доля ионов H_3^+ (90 %) (рис. 2, а, 1) была получена при токе разряда 40 мА и рабочем давлении 0.4 мТорр в источнике, показанном на рис. 1, б, с катодами 1 и 2 из немагнитной нержавеющей стали. При этом ток ионного пучка составлял 1.25 мА в непрерывном режиме, а эффективность извлечения 3.1 %. Очевидно, именно в этих условиях достигается оптимальное соотношение исходных компонентов H_2^+ и H_2 , необходимых для эффективного протекания реакции (6), в то время как эффективность реакций распада H_3^+ (7) и (8) в этих условиях еще не высока.

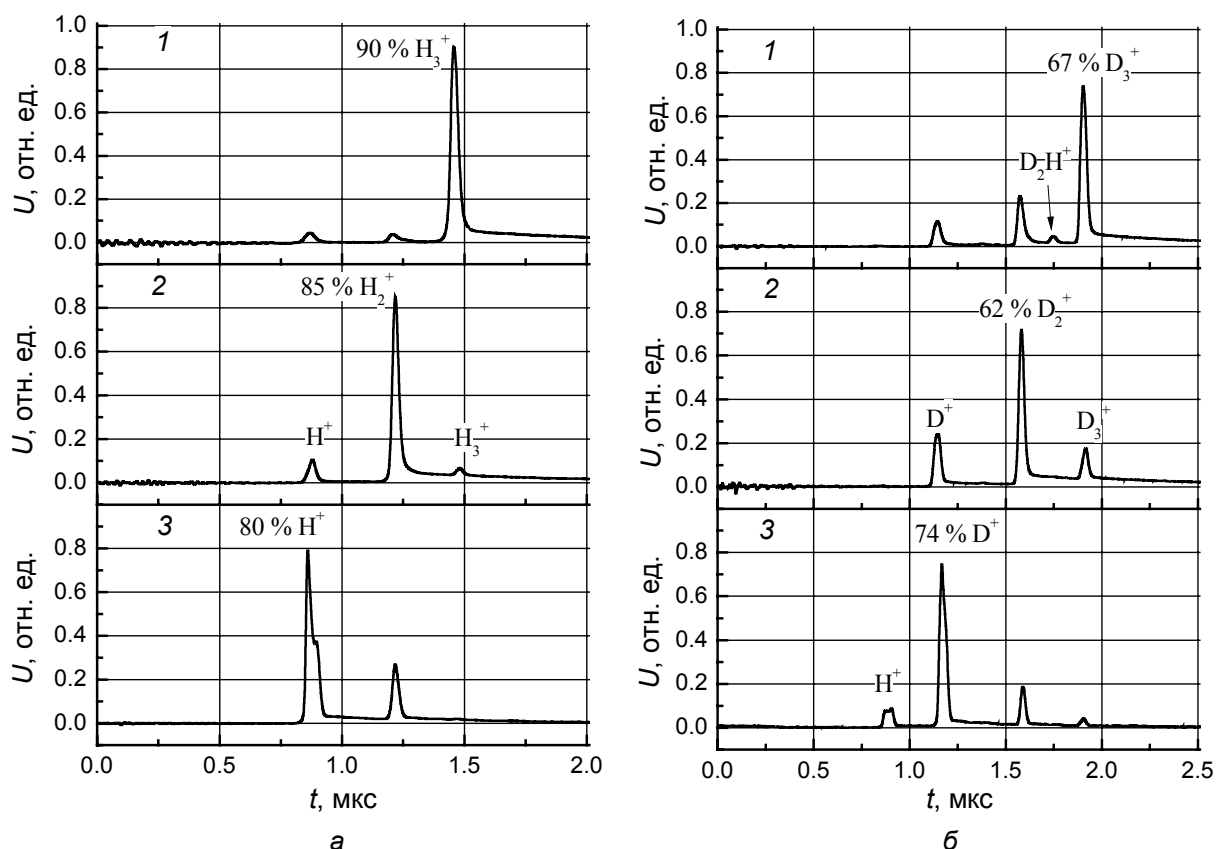


Рис. 2. Осциллограммы импульсов с выхода времяпролётного спектрометра: а – для протия, б – для дейтерия

При более низких токах непрерывного разряда уровня 4 мА и давлениях около 0.08 мТорр достигается наибольшая доля ионов H_2^+ (85 %, рис. 2, а, 2) с использованием того же источника (рис. 1, б). Эти ионы образуются в реакциях (3) и (5), скорости которых в данных условиях оказываются, очевидно, наибольшими. Ток ионного пучка для этих условий составлял 0.16 мА, что соответствует эффективности извлечения 4 %.

С использованием источника (рис. 1, б) максимальная доля ионов H^+ составила 50 %. Наибольшая доля атомарных ионов (80 %, рис. 2, а, 3) была получена с использованием источника, показанного на рис. 1, в, отличающегося значительно меньшим объёмом разрядной камеры. Это

было реализовано при минимальном рабочем давлении величиной 0.022 мТорр и максимальном токе импульсного разряда 40 А. Кроме H^+ , в пучке присутствуют ионы H_2^+ , трёхатомные ионы практически отсутствуют. Ток эмиссии ионного пучка составил 0.6 А. Высокая доля атомарных ионов обусловлена интенсивностью реакций распада ионов H_2^+ и особенно H_3^+ (7), (8), в результате высокой степени ионизации рабочего газа в разрядной камере малых размеров при большом токе разряда и низком рабочем давлении.

Для исследования ионного состава плазмы дейтерия (рис. 2, б) для всех измерений использовался ионный источник, показанный на рис. 1, в. При одинаковом для всех измерений давлении 0.025 мТорр максимальная доля трёхатомных ионов 67 % (рис. 2, б, 1) достигалась при токе непрерывного разряда 60 мА; молекулярных ионов – 0.2 мА (рис. 2, б, 2), атомарных ионов – при токе импульсного разряда 25 А (рис. 2, б, 3). На осциллограммах присутствуют пики H^+ и D_2H^+ из-за наличия водорода в остаточном и рабочем газах.

Заключение

Основным фактором, от которого зависит ионный состав плазмы отражательного разряда с полым катодом в скрещенных $E \times H$ -полях при использовании водорода и дейтерия в качестве рабочего газа, является степень его ионизации, которая, в свою очередь, определяется сочетанием следующих параметров: тока разряда, рабочего давления и объёма разрядной камеры. Эти три параметра обуславливают соотношение интенсивностей реакций образования и распада атомарных, молекулярных и трёхатомных ионов изотопов водорода. При оптимальных для каждого вида ионов условиях достигнуты следующие доли ионов: атомарных – 80 %, молекулярных – 85 %, трёхатомных – 90 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J. J. // Roy. Soc. Proc., A. London. – June 1913. – V. 89, Plate 2. – P. 1–20.
2. Oka T. // The H_3^+ ion. In book «Molecular Ions: Spectroscopy, Structure and Chemistry» / ed. by T.A. Miller, and V.E. Bondybey. – Amsterdam, The Netherlands: North Holland, 1983. – P. 73–90.
3. Geballe T.R. and Oka T. // Nature. – 1996. – V. 384. – P. 334–335.
4. Oka T. // Phil. Trans. R. Soc. A. – 2012. – V. 370. – P. 4991–5000.
5. Oka T. // Proc. Natl. Acad. Sci., USA. – Aug. 2006. – V. 103(33). – P. 12235–12242.
6. Вересов Л.П., Вересов О.Л., Дзкуня М.И. и др. // ЖТФ. – 2001. – Т. 71. – Вып. 10. – С. 50–53.
7. Вересов Л.П., Вересов О.Л. // ЖТФ. – 2003. – Т. 73. – Вып. 10. – С. 122–129.
8. Вересов Л.П., Вересов О.Л., Чачаков А.Ф. // ЖТФ. – 2006. – Т. 76. – Вып. 1. – С. 132–135.
9. Vizir' A.V., Oks E.M., Shandrikov M.V., and Yushkov G.Yu. // Tech. Phys. – 2017. – V. 62. – No. 3. – P. 380–383.
10. Визирь А.В., Николаев А.Г., Окс Е.М. и др. // Прикладная физика. – 2017. – № 6. – С. 33–38.
11. Визирь А.В., Шандриков М.В., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/3. – С. 232–235.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия,

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

*A.V. VIZIR¹, E.M. OKS^{1,2}, M.V. SHANDRIKOV¹, G.Yu. YUSHKOV¹***GENERATION OF MONATOMIC, MOLECULAR AND TRIATOMIC HYDROGEN ISOTOPE ION BEAMS USING HOLLOW CATHODE DISCHARGE**

A reflective discharge with a hollow cathode in crossed $E \times H$ fields with hydrogen and deuterium used as a working gases was studied in a wide range of operating parameters: the discharge current from 0.0002 to 40 A and the working pressure from $2 \cdot 10^{-5}$ to $5 \cdot 10^{-4}$ Torr. Their effect on the ion species fractions in the extracted beam, along with the discharge gap configuration effect, was examined using time-of-flight methodic. The effect of discharge gap geometry and magnetic field configuration, along with the effect of external discharge parameters, on the plasma ion composition were studied. It is shown that fractions of monatomic, molecular and triatomic ions of hydrogen and deuterium strongly depend on these parameters, and maximal fractions of each of three components are reached at certain combination of the parameters. At the pulsed discharge current of 40 A and working pressure of $2.2 \cdot 10^{-5}$ Torr, the fraction of protons is 80 % in the discharge system with plasma volume of 6 cm³. At the steady-state discharge current of 40 mA and working pressure of $4 \cdot 10^{-4}$ Torr, the fraction of H₃⁺ ions is 90 % in the discharge system with plasma volume of 24 cm³, and the ion beam current is 1.25 mA with the ion energy of 11 keV. The discharge parameters which provide maximal fractions of D⁺, D₂⁺ and D₃⁺ are also determined.

Keywords: *reflective discharge with hollow cathode, plasma ion composition, hydrogen ions, deuterium ions, triatomic ion.*

УДК 533.9

*Д.Л. ШМЕЛЕВ¹, И.В. УЙМАНОВ¹, В.И. ОРЕШКИН²***ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ СЛАБОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ***

Проведено численное моделирование формирования плазменной струи вакуумной дуги в сильном продольном магнитном поле с учетом эффектов распыления анода и коэффициентом прилипания ионов, зависящим от угла падения. Моделирование выполнено в гибридном приближении, где ионы описываются как квазичастицы методом «частицы-в-ячейке», а электроны – как безмассовая жидкость. Показано, что учет зависимости коэффициента прилипания от угла падающих на анод ионов позволяет объяснить эффекты, наблюдаемые в прианодной области слаботоочных вакуумных дуг.

Ключевые слова: вакуумная дуга, катодное пятно, плазменная струя, численное моделирование.

Введение

Известно, что сильнотоочная вакуумная дуга (СВД) во внешнем аксиальном магнитном поле (АМП) может функционировать в различных режимах (модах) [1]. При АМП больше чем ~ 10 мТл/кА СВД функционирует в множественно-дуговой моде. Данная мода характеризуется наличием множества катодных пятен и ассоциированных с ними плазменных струй, которые движутся хаотически, практически независимо друг от друга. В первом приближении отдельные слаботоочные дуги в сильном внешнем АМП являются составными частями СВД в вакуумных прерывателях. Следовательно, изучение таких дуг имеет смысл с точки зрения разработки и оптимизации сетевых вакуумных прерывателей.

Слаботоочные вакуумные дуги (ток до нескольких десятков ампер) в различных магнитных полях в типичных для прерывателя размерах межэлектродного промежутка (2–8 мм) интенсивно исследовались экспериментально [2–4]. Хорошо известно, что плазма слаботоочной дуги генерируется, в основном, катодными пятнами. Однако в [5] утверждается, что вторичная плазма, которая появляется вблизи анода, играет важную роль в формировании плазменной струи. Утверждалось также, что вторичная плазма не может появиться как результат испарения анода, поскольку тепловой поток из плазмы слаботоочных дуг на анод недостаточен, чтобы расплавить анод за характерное время работы прерывателя (< 10 мс). Высказано предположение [5], что вторичная плазма образуется в процессе распыления анода быстрыми ионами из катодных пятен. В данной работе методом численного моделирования исследуется этот процесс формирования вторичной плазмы.

Описание модели

В работе использовался вариант двумерной осесимметричной гибридной модели [6], в которой ионы трактуются как макрочастицы и описываются методами «частицы-в-ячейке», а электроны, в предположении квазинейтральности, описываются как безмассовая жидкость. Кулоновское рассеяние ионов на ионах и на электронах (моделируются смещенной функцией Максвелла), а также ионизация и рекомбинация моделируются методами Монте Карло (подробнее см. в [7]).

Граничные условия ставились следующим образом. На катоде моделировалось групповое катодное пятно (подобно см. в [8]). В силу осевой симметрии фактически групповое пятно состояло из двух фрагментов: кругового центрального пятна и кольцевого пятна, внутренним диаметром 0.15 мм. Кольцевое пятно моделирует множество отдельных фрагментов группового пятна. Фрагменты пятна испускали плазму в угол раствором 90° с параметрами, типичными для катодного пятна на меди: средняя скорость ионов 10^6 см/с, электронная температура 3 эВ, ионная температура 0.5 эВ, удельная ионная эрозия – 40 мкг/Кл. Начальная зарядовая композиция ионов плазмы: 28 % Cu^{+1} , 54 % Cu^{+2} , 18 % Cu^{+3} . Кроме того, фрагменты испускали нейтральные атомы меди

* Работа выполнена по теме госзадания № 0389-2015-0026 при частичной поддержке РФФИ в рамках проектов № 18-08-00547, 16-08-01099, 17-02-00346, 17-08-01282, Программы президиума РАН № 11 и проекта УрО РАН № 18-2-2-16.

с долей эрозии около 10 % от эрозии ионов и тепловым распределением скоростей. В процессе расчета эти потоки смешивались и образовывали единую плазменную струю группового катодного пятна.

Поверхность анода полагалась холодной, испарение отсутствовало. Предполагалось, что поверхность анода – не идеальный коллектор ионов. Моделировалось два механизма возвращения налетающих на анод частиц обратно в межэлектродный промежуток. Первый – это распыление. Аппроксимация [9] дает для меди следующее количество распыленных атомов на один падающий ион:

$$N = \frac{0.632\sqrt{\varepsilon} \left(1 - 4.84\varepsilon^{-1/2}\right)^{2.5} \ln\left(4.45 \cdot 10^{-6} \varepsilon + 2.72\right)}{\left(1 + 0.0134\sqrt{\varepsilon} + 4.45 \cdot 10^{-6} \varepsilon \left(0.0145\sqrt{\varepsilon} - 1.71\right)\right) \left(3.48 + 0.017\varepsilon^{0.3}\right)}, \quad (1)$$

где ε – энергия налетающего иона в эВ. При $\varepsilon = 100$ эВ $N = 0.3$; при $\varepsilon = 30$ эВ $N = 4.3 \cdot 10^{-3}$. Видно, что при характерных дрейфовых скоростях ионов вакуумной дуги ($\sim 10^6$ см/с ~ 33 эВ) процесс распыления не может дать заметного вклада в формирование вторичной плазмы.

Другой возможный процесс – это неприлипание ионов. То есть предполагается, что налетающий ион имеет шанс нейтрализоваться и отлететь обратно в промежуток. Методом молекулярной динамики в [10] было показано, что вероятность неприлипания сильно зависит от угла падающего иона и значительно превышает вероятность распыления даже для сравнительно небольших энергий. В данной работе использовалась следующая аппроксимация результатов [10], вероятность прилипания равна:

$$S = \max\left(1.2 \exp\left(-7.72 \cdot 10^{-6} \varepsilon \theta^2\right), h(\varepsilon)\right), \quad (2)$$

$$h(\varepsilon) = 1.66 - 0.0534\varepsilon + 4.24 \cdot 10^{-4} \varepsilon^2,$$

где θ – угол падающего иона относительно нормали к поверхности в градусах.

Показанные в работе результаты – это стационарные решения для электродов радиусом 1 см, при межэлектродном расстоянии 0.8 см (как в [3, 4]), ток дуги 60 А, АМП варьировалось в 30–150 мТл.

Результаты расчетов и их обсуждение

Полученные в результате расчета распределения различных параметров вдоль оси плазменной струи показаны на рис. 1–6. Катод при $z = 0$, анод при $z = 0.8$ см. Видно (рис. 1), что ионная плотность на пути к аноду уменьшается от 10^{16} до 10^{13} см $^{-3}$ (при малых АМП). Необходимо подчеркнуть, что максимальная плотность 10^{16} см $^{-3}$ – это не реальная плотность плазмы внутри катодного пятна, это – некоторая усредненная плотность на расстоянии нескольких сотен микрометров от катодного пятна. Видно, что плотность у анода повышается с увеличением АМП, что, естественно, объясняется сжатием плазменной струи внешним магнитным полем.

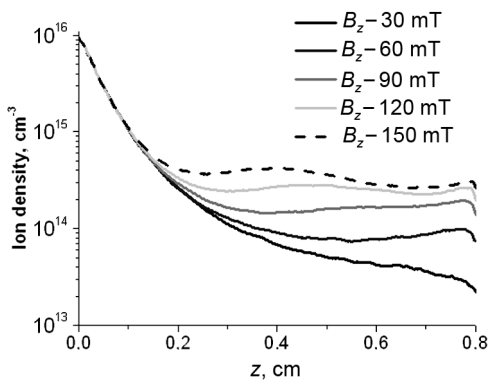


Рис. 1. Плотность ионов вдоль оси

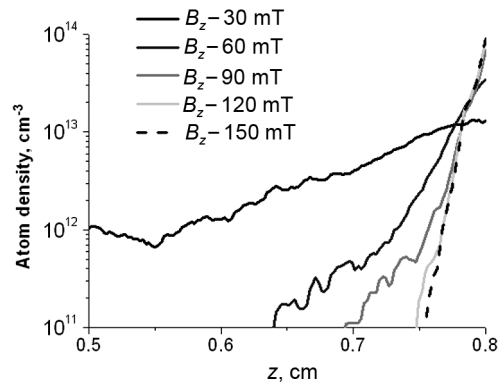


Рис. 2. Плотность атомов вдоль оси у анода

Плотность атомов вблизи анода показана на рис. 2. Атомы возникают там в результате распыления анода (1) или за счет отражения с нейтрализацией падающих ионов. Плотность атомов

уменьшается в центре промежутка у оси, но возрастает вблизи анода с увеличением АМП. При больших АМП атомы у оси полностью ионизируются в пределах 1 мм от анода. Как видно на рис. 7, атомы, поступающие в промежуток с анода и с катода, образуют гало, охватывающее относительно плотную плазменную струю полностью ионизованной плазмы, что коррелирует с экспериментальными результатами [3, 4].

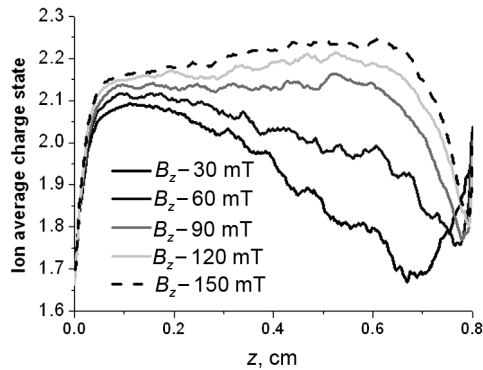


Рис. 3. Среднее зарядовое состояние ионов вдоль оси

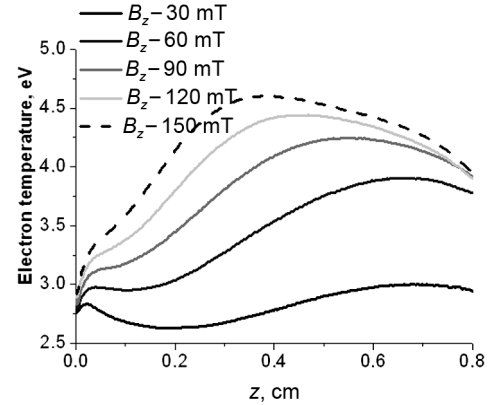


Рис. 4. Электронная температура вдоль оси

Средний заряд ионов в плазменной струе (рис. 3 и 8 (слева)) увеличивается при увеличении АМП. В данной серии вычислений средний заряд в центре промежутка вырос от 1.98 при 30 мТл до 2.22 при 150 мТл, что находится в качественном согласии с экспериментальными результатами [11]. Вблизи анода средний заряд уменьшается из-за потока атомов с анода.

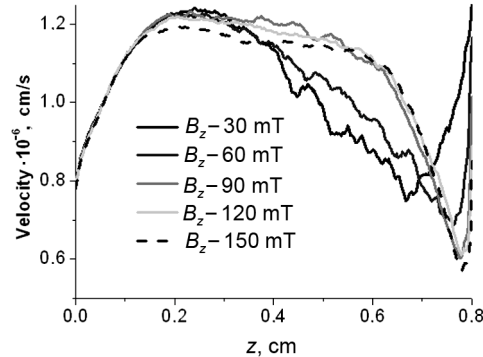


Рис. 5. Средняя скорость ионов вдоль оси

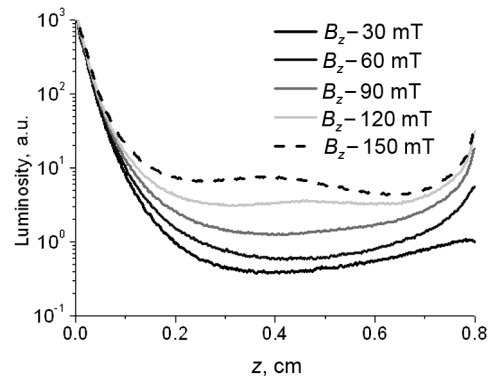


Рис. 6. Энергия излучения плазмы на оси

Электронная температура (рис. 4) в центре промежутка увеличивается с увеличением АМП из-за сужения токового канала (рис. 8 (справа)) и соответствующего увеличения плотности тока. Падение температуры у анода обусловлено, в основном, двумя механизмами: охлаждением плазмы при эмиссии электронов из плазмы на анод и ионизацией поступающих с анода атомов. Средняя скорость ионов в плазменной струе (рис. 5) остается порядка 10^6 см/с. Сжатие струи не оказывает заметного влияния на максимальную дрейфовую скорость. Вблизи анода наблюдается кажущееся ускорение ионов. На самом деле ионы не ускоряются, просто атомы, возникающие на аноде и летящие в сторону катода, еще не успели ионизоваться и внести вклад в среднюю дрейфовую скорость ионов. Из рис. 1 и 5 можно понять, что заметное изменение пространственного распределения параметров плазмы под действием АМП происходит на расстоянии больше чем 2 мм.

Описанная комбинация пространственных распределений T_e , n_i и n_a приводит к определенному распределению светимости столба плазмы (рис. 6). Светимость имеет два максимума у катода (абсолютный) и у анода. Такой характер распределения яркости плазменного столба качественно соответствует измерениям [2–4]. Первый максимум обусловлен большой плотностью плазмы вблизи катодного пятна. Яркость прикатодной области не зависит от АМП в протестированном диапазоне параметров, потому что поле слишком мало, чтобы повлиять на плотную плазму катод-

ного пятна. Анодный максимум яркости обусловлен в основном излучением атомов, возникающих вследствие распыления анода и отражения падающих на анод ионов. Яркость прианодной области увеличивается с увеличением АМП. Яркость плазменного столба в промежутке тоже увеличивается с увеличением АМП.

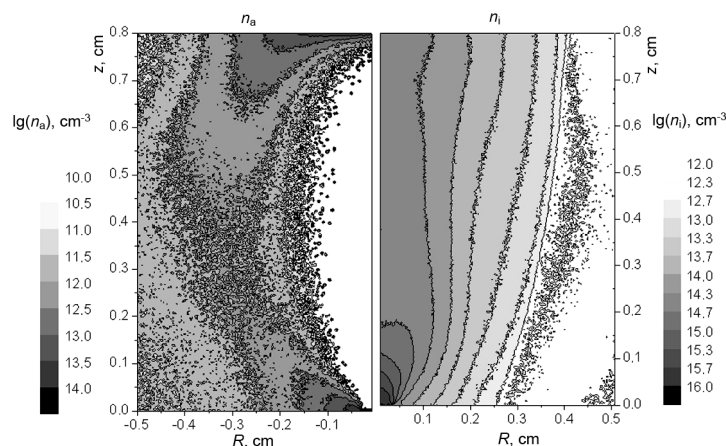


Рис. 7. Зависимость отношения обратного и прямого потока частиц от времени

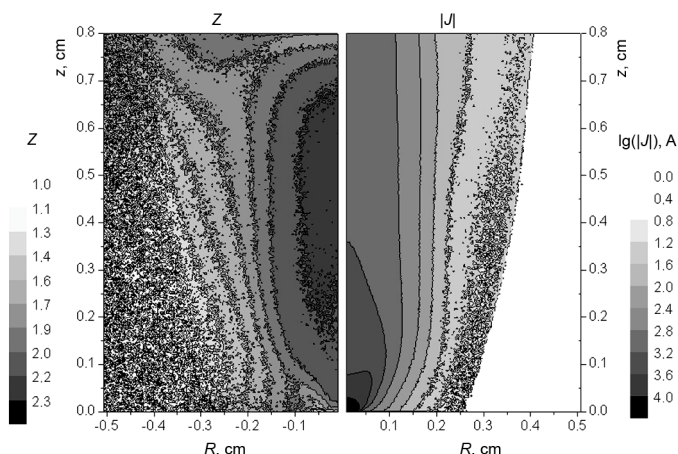


Рис. 8. Фазовые диаграммы ионов в разные моменты времени для кр. 1 рис. 2

Реконструкция свечения дуги показана на рис. 9. Использовалась сумма по всем энергиям и прямое преобразование Абеля. Видно, что яркость катодного пятна не зависит от АМП, а яркость прианодной области постепенно увеличивается с увеличением АМП. Полученное свечение дуги качественно соответствует результату [4].

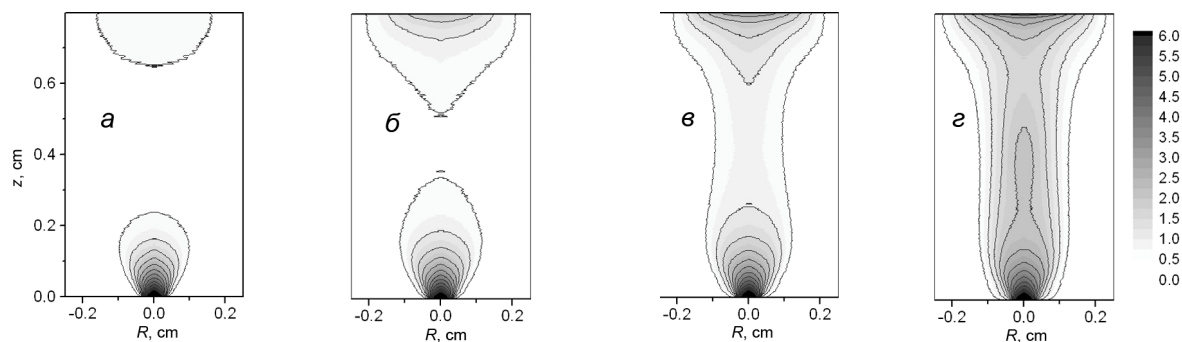


Рис. 9. Излучение плазмы дуги АМП, мТл: а – 30; б – 60 мТл; в – 90 мТл; г – 150 мТл

В заключение можно сказать, что, согласно нашему моделированию, подтверждается предположение, высказанное в [5], о том, что видимые прианодные эффекты слаботочной дуги можно

объяснить вторичной плазмой, возникающей в результате распыления анода. Для этого нужно лишь расширить в данном предположении понятие распыления на эффект отражения ионов [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schulman M.B. and Schellekens H. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. – V. 28. – P. 443–452.
2. Chaly A.M., Logatchev A.A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2009. – V. 37. – P. 1426–1432.
3. Zabello K.K., Logatchev A.A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2011. – V. 39. – P. 1319–1323.
4. Wang C., Shi Z., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. – V. 49 – P. 135203.
5. Shkol'nik S.M. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2003. – V. 31. – P. 832–846.
6. Shmelev D.L. and Uimanov I.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2015. – V. 43. – P. 2261–2266.
7. Shmelev D.L. et al. // Proc. 4th ICEPE-ST – 2017. DOI: 10.1109/ICEPE-ST.2017.8188929.
8. Shmelev D.L. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – V. 652 – P. 012041.
9. Yamamura Y. and Tawara H. // Atomic Data and Nuclear Data Tab. – 1996. – V. 62. – P. 149–253.
10. Abrams C.F. and Graves D.B. // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 86. – P. 2263.
11. Oks E.M., Anders A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1996. – V. 24. – P. 1174–1183.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Шмелев Дмитрий Леонидович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. физической электроники, e-mail: shmelev@iep.uran.ru;
Уйманов Игорь Владимирович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. физической электроники;
Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. Отдела высоких плотностей энергии.

D.L. SHMELEV¹, I.V. UIMANOV¹, V.I. ORESHKIN²

NUMERICAL SIMULATION OF LOW-CURRENT VACUUM ARC PLASMA JET IN STRONG AXIAL MAGNETIC FIELD

The plasma of high-current vacuum arcs in vacuum interrupters with axial magnetic fields (AMF) greater than 15–20 mT/kA consists of unmixed plasma jets emitted by separate cathode group-spots. Therefore, the study of such a separate plasma jet is important for understanding the operation of the interrupter as a whole. Plasma jets in strong AMF have been extensively studied experimentally. It was shown that for interelectrode gaps in the order of 1 cm (typical for vacuum interrupters) the secondary plasma, which appears mainly near the anode, strongly influences the formation of the plasma jet.

The present paper is devoted to computer simulation of the plasma jet emitted from one group-spot in a strong AMF, taking into account the secondary plasma arising from the sputtering of electrodes and the incomplete sticking of the incident ions. Using the previously developed hybrid model, the generation of secondary plasma and the interaction of the secondary plasma with the plasma emitted by the cathode spot were studied. It is shown that the plasma jet in the interelectrode gap of several millimeters in size with the applied AMF is a plasma core surrounded by a halo of neutral atoms. The appearance of the jet calculated in the framework of the model is qualitatively consistent with the experimental data.

Keywords: vacuum arc, cathode spot, plasma jet, numerical simulation.

УДК 537.52

И.Л. МУЗЮКИН

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАСС-ЗАРЯДОВОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СОСТАВА ВАКУУМНОЙ ДУГИ ПРИ ПОРОГОВЫХ ТОКАХ*

Исследовался временной характер генерации ионного потока в вакуумной дуге в наносекундном временном диапазоне с помощью многоканального энергомасс-анализатора. Полученные результаты представляют собой совместные осциллограммы тока дуги, напряжения на разряде и потока ионов для двух соотношений энергии к заряду и нескольких соотношений массы к заряду. Основу ионного потока составляют элементарные выбросы длительностью 15–30 нс. Данные элементарные выбросы можно связать с микровзрывами на поверхности катода (эктонами (ectons)). Комбинации электронных выбросов могут образовывать как группы последовательных выбросов, так и супервыбросы длительностью 100–150 нс. Появление супервыбросов с высокой вероятностью предшествует нестабильностям тока дуги и попыткам разряда погаснуть.

Ключевые слова: *катодное пятно, вакуумная дуга, эктоны.*

Введение

Несмотря на длительную историю исследований, многие ключевые свойства катодного пятна остаются предметом дискуссии. Главным вопросом до сих пор остается вопрос о времени жизни катодного пятна.

Существуют две принципиально разные модели существования катодного пятна:

- стационарная модель, согласно которой все основные параметры катодного пятна остаются относительно стабильными в течение горения вакуумного разряда;
- нестационарная модель, согласно которой катодное пятно имеет короткое (несколько десятков наносекунд) время жизни, в течение которого все параметры катодного пятна сильно изменяются. Наиболее развитой нестационарной моделью катодного пятна на данный момент является эктонная модель катодного пятна [1].

Ранее были предприняты несколько попыток выявить нестационарность параметров дуги в наносекундном масштабе времени [2]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что ток вакуумной дуги и свечение катодных пятен сильно изменяются в наносекундном масштабе времени. Однако данные измерения не позволяют однозначно связать колебания тока и свечения плазмы вакуумной дуги и жизненный цикл нестационарного катодного пятна. Одним из таких важных индикаторов нестационарности функционирования катодного пятна в вакуумной дуге является поток ионов из области катодного пятна.

Ионный поток исследуется уже довольно давно и надежно определены его усредненные параметры: усредненный уровень ионного тока, составляющий 8–10 % от общего тока дуги [3]; зарядовый и энергетический составы ионов [4, 5].

Эти экспериментальные данные были получены накоплением сигнала в относительно длинном временном интервале – десятки и сотни микросекунд, или по нескольким десяткам единичных измерений. Ранее были также проведены измерения временной зависимости параметров потока ионов с микросекундным временным разрешением [6]. Эти результаты были получены путем усреднения по нескольким единичным измерениям и не могут разрешить вопроса о нестационарности катодного пятна. Были также сделаны измерения моноэнергетического потока ионов с помощью одноканального энергомасс-анализатора [7]. Было показано, что моноэнергетический ионный поток содержит интенсивные выбросы длительностью 150–200 нс. Однако достигнутого в [7] временного разрешения (150 нс) недостаточно для того, чтобы связать колебания ионного потока с предполагаемым временем жизни нестационарного катодного пятна.

Для выявления нестационарности ионного потока, создаваемого одним катодным пятном, необходимо разработать методику регистрации временной зависимости параметров ионного потока с наносекундным разрешением при пороговых токах горения дуги.

Экспериментальная методика

Для получения наносекундного разрешения при измерении параметров ионного потока при пороговых токах в данной работе был проведен анализ потока ионов в узком диапазоне скоростей, с использованием многоканального энергоанализатора, совмещенного с времяпролетным масс-анализатором.

Ионный спектрометр

Ионный многоканальный энергомасс-анализатор является модификацией одноканального анализатора, использовавшегося в предыдущем исследовании [7]. Схема анализатора с дуговым ионным источником представлена на рис. 1.

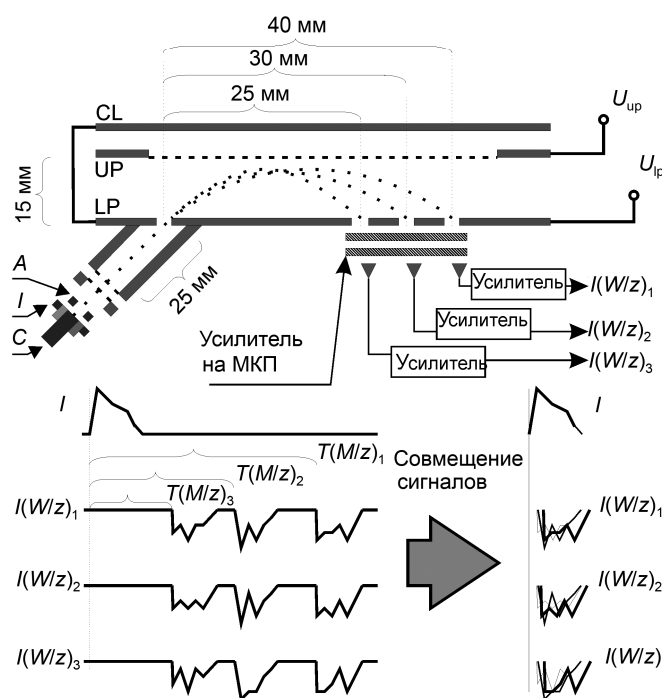


Рис. 1. Схема ионного спектрометра

Ионный анализатор представляет собой энергетический анализатор типа плоский конденсатор, совмещенный с времяпролетным масс-зарядовым анализатором. Энергоанализатор имеет одну входную и три выходные щели, что позволяет анализировать три группы частиц с фиксированным соотношением энергии к заряду. За выходными щелями расположен электронный усилитель, основанный на микроканальной пластине. За выходной пластиной электронного усилителя расположены три коллектора, регистрирующие электронный ток, соответствующий потоку трех ионных фракций ($I(W/z)_{1,2,3}$). При пролете от катода до детектора частицы разделяются по времени попадания в детектор ($T(M/z)_{1,2,3}$) в зависимости от отношения массы к заряду. Если разница пролета двух соседних зарядовых фракций будет больше времени генерации ионов (времени функционирования разряда), то появляется возможность получить отдельные осциллограммы потока ионов нескольких зарядовых фракций. Данные осциллограммы могут быть совмещены по времени друг с другом и с сигналом тока разряда путем вычисления времени запаздывания каждой ионной фракции. Временное разрешение в эксперименте определяется точностью установки и шириной выходных щелей, а также временным разрешением детектора. Детектор частиц собирается на основе двух микроканальных пластин, что позволяет достичь усиления 10^7 . В эксперименте удалось достичь временного разрешения порядка 5–8 нс, что позволило проанализировать генерацию и ускорение ионов на временах порядка времени жизненного цикла катодного пятна вакуумной дуги. Был за-

писан сигнал с соотношением 2–4 нс на точку. При этом общее временное разрешение регистрирующей системы проверялось на сигнале потока водорода и темновых импульсах электронного усилителя.

Была использована электродная конфигурация, представленная на рис. 2. Измерения проводились после кондиционирования сотней длинных (> 50 мкс) разрядных импульсов. Катод сделан из меди. Расстояние анод – катод 1 мм. Напряжение подается на анод. Катод через измерительный резистор 0.3 Ом соединен с землей. В данной схеме организовано также измерение напряжения на разряде с помощью резистивного делителя (22 кОм:50 Ом).

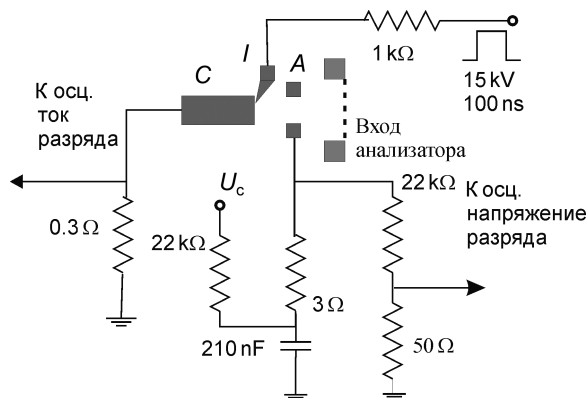


Рис. 2. Электродная конфигурация и электрическая схема питания дугового разряда и измерения тока и напряжения на разряде

Эксперименты проводились в безмасляном вакууме с остаточным давлением 10^{-8} мм рт. ст.

Результаты экспериментальных исследований

Результаты совместного измерения параметров дуги и потока различных ионных фракций представлены на рис. 3. Из осциллограмм тока следует, что при токах, близких к пороговым, сигналы тока и напряжения содержат колебания с периодом в несколько десятков наносекунд. Сигнал ионного потока в узком диапазоне энергий (скоростей) существенно нестационарен, даже когда ток дуги существенно превышает пороговый и не имеет сильных колебаний. Фактически можно утверждать, что поток ионов состоит из отдельных интенсивных выбросов, которые, сливаясь, иногда образуют относительно плавный сигнал. Чаще всего сигнал ионов меди представляет собой несколько групп коротких импульсов. Эти группы имеют длительность в несколько сотен наносекунд и, вероятнее всего, соответствуют выходу катодного пятна в прямую видимость анализатора из тени поджигающего электрода.

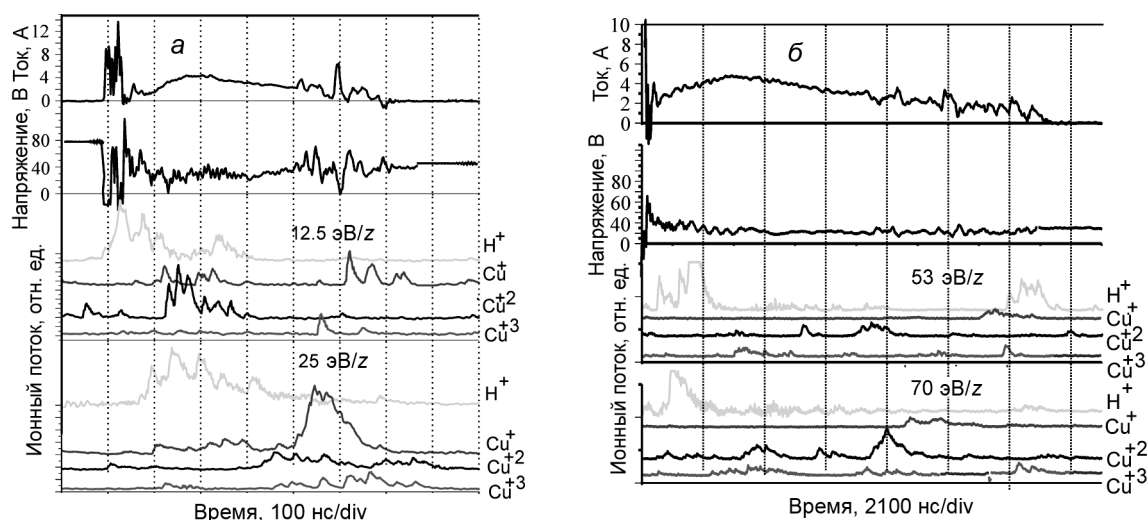


Рис. 3. Совмещенные осциллограммы тока и напряжения дуги и потока ионных фракций: а – низкие энергии; б – высокие энергии

Поток ионов содержит импульсы ионов водорода и меди. В первые 200–300 нс разряда в потоке присутствуют в основном ионы водорода, в дальнейшем остаются только ионы меди. Сигнал ионов водорода может появиться при обрыве дугового разряда в виде нескольких импульсов длительностью 20–50 нс.

В момент погасания дугового разряда часто фиксируются выбросы однократно заряженных ионов меди и водорода. Эти выбросы следуют не после обреза тока, как в случае с коллекторными измерениями [8], а во время нестабильностей тока перед окончательным погасанием. Возможно, эти выбросы соответствуют процессам синхронизации жизненных циклов катодных пятен.

Структура выбросов ионного потока

Можно выделить три типа выбросов ионного потока: 1) элементарные; 2) группы выбросов; 3) супервыбросы.

Элементарные выбросы. Небольшие по интенсивности и длительности (10–30 нс) выбросы, которые могут находиться в группе или появляться отдельно. Элементарные выбросы для разных ионных фракций не всегда совпадают по времени. Скорее всего, именно элементарные выбросы могут быть связаны с жизненным циклом взрывных эмиссионных центров (эктонов).

Группы выбросов. Ионный поток содержит группы элементарных выбросов, которые могут сливаться, образуя относительно плавный сигнал. Такие всплески содержат несколько зарядовых и энергетических фракций (группы всплесков ионов разных зарядов и энергий примерно совпадают во времени).

Супервыбросы. Иногда на осциллограммах появляются сильные выбросы длительностью до 100–150 нс. Амплитуда таких выбросов в несколько раз больше средней амплитуды выбросов на осциллограмме. Супервыбросы также имеют мелкую структуру, соответствующую элементарным выбросам. Также часто супервыбросы появляются в начале развития неустойчивости разрядного тока и попытке разряда погаснуть. Чаще всего супервыбросы состоят из однозарядных ионов водорода или меди. Появление супервыбросов можно связать с одновременным появлением элементарных выбросов.

Наличие на осциллограммах потока ионов интенсивных выбросов длительностью 10–30 нс однозначно свидетельствует в пользу нестационарной модели катодного пятна. Однако скорее всего каждый элементарный выброс имеет уникальный зарядовый и энергетический состав. Возможно, это происходит потому, что в реальности процессы выброса катодного вещества и формирования его зарядового состава идут независимо, что косвенно подтверждается зависимостью зарядового состава от общего тока дуги (количества элементарных эмиссионных центров) [9].

Заключение

В результате проведенных исследований был получен временной характер генерации ионного потока в наносекундном диапазоне. Основу ионного потока составляют элементарные выбросы длительностью 15–30 нс. Комбинации элементарных выбросов могут образовывать как группы последовательных выбросов, так и супервыбросы. Появление супервыбросов с высокой вероятностью предшествует нестабильностям тока дуги и попыткам разряда погаснуть. Элементарные выбросы можно связать с микровзрывами на катоде (эктонами).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesyats G. A. // Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: the Breakdown, the Spark and the Arc. – M.: Nauka, 2000. – 400 p.
2. Bochkarev M. B. // Proc. XXI ISDEIV. – 2004. – P. 241–244.
3. Kimblin C. W. // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44. – P. 3074–3081.
4. Davis W. D. and Miller H. C. // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40. – P. 2212–2221.
5. Oks E. M., Yushkov G. Yu., and Anders A. // Proc. 23rd ISDEIV. – Bucharest, Romania. – September 2008. – P. 314–317.
6. Koichi Tanaka, Liang Han, Xue Zhou, and André Anders // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – V. 24. – No. 4.
7. Muzukin I. and Mourzakaev A. // XX International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. – Tours, France, 2002. – P. 560–563.
8. Zemskov Yu. A. and Muzyukin I. L. // The Experimental Investigation of a Charged Particle Flows in a Submicrosecond Vacuum Arc at a Threshold Current. – P. 364–368.

9. Zemskov Yu.A. and Uimanov I.V. // Proc. 27th ISDEIV, 2016. – Suzhou, China. – 2016. – V. 1. – P. 368–370.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Музюкин Илья Львович, к.ф.-м.н., науч. сотр. лаб. физической электроники, e-mail: plasmon@mail.ru.

I.L. MUZYUKIN

THE MEASUREMENT OF ION FLUX PARAMETERS TIME DEPENDENCE

The author studied the time-dependant nature of ion flux generation in nanosecond range by means of multi-channel energy-mass analyser. The results obtained are the waveforms of arc current, discharge voltage and ion flux for two or three energy-to-charge ratios and several mass-to-charge ratios. The basis of ion flux is constituted by 10–30 ns elementary emissions. These elementary emissions may be related to micro-explosions on cathode surface (ectons). The ion emission combinations may form both subsequent emission groups and 100–150 ns super-emissions. The occurrence of super-emissions most probably precedes non-stabilities in arc current and the attempts of the discharge to extinct. Amplitude Fourier spectrum dependence is close to Brownian random process dependence.

Keywords: *cathode spot, vacuum arc, ectons.*

УДК 537.32

*И.В. УЙМАНОВ¹, Г.А. МЕСЯЦ²***ФОРМИРОВАНИЕ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУЙ И КАПЕЛЬ
В КАТОДНОМ ПЯТНЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ***

Разработана двумерная осесимметричная модель формирования и распада на капли жидкометаллических струй, образующихся при выдавливании расплава из кратера давлением плазмы катодного пятна после развития азимутальной неустойчивости жидкометаллического вала (эффект «короны»). Начальными условиями для данной модели являются диаметр струи, скорость и температура, которые рассчитываются в рамках разработанной нами ранее гидродинамической модели формирования кратера. Проведено моделирование формирования струй в различных режимах распыливания расплава из кратера без учета их взаимодействия с плазмой катодного пятна. Показано, что в режиме «активного распыливания» формируется струя с практически постоянными диаметром и продольной скоростью. В режиме «инерционного распыливания», когда скорость расплава у основания струи уменьшается во времени, формируется струя с градиентом продольной скорости. Наличие такого градиента, вызывающего уменьшение диаметра струи и ее растяжение, приводит к отрыву как каплевидной головки от струи, так и всей струи от вала кратера. Затем происходит ее последующий распад на капли. Показано, что механизм распада струи на капли и отрыва струи от катода обусловлен неустойчивостью Релея – Плато.

Ключевые слова: вакуумная дуга, катодное пятно, кратер.

Введение

Эмиссия расплавленных микрочастиц из катодного пятна наблюдается как в искровом, так и в дуговом вакуумных разрядах. К примеру, именно капельная эмиссия препятствует созданию вакуумно-дуговых источников ионов для напыления однородных металлических пленок. С другой стороны, как отмечалось в [1, 2], жидкометаллические капли несут информацию о параметрах взаимодействия плазмы с катодом, динамике гидродинамических процессов в жидкометаллической фазе катодного пятна, а так же на ~ 50 % определяют эрозию катода. К тому же взрыв металлических струй, формирующихся при образовании кратера, рассматривается как основной механизм инициирования ячеек катодного пятна, рождение которых обеспечивает самоподдержание вакуумного разряда [1]. Несмотря на такую важную роль жидкометаллической фазы в функционировании катодного пятна, количественное описание гидродинамических процессов формирования капель до сих пор ограничивалось лишь оценками или сильно упрощенными расчетами [1–5]. Экспериментально капельная эмиссия исследовалась как в коротких искровых импульсных разрядах [1–3], так и в вакуумной дуге [6–8]. Путем анализа осаждения капель на зондовые пластины получены данные о количестве капель и их распределении по размерам, диаграмма направленности, а также измерена скорость капель. В целом, характеристики капель для слаботочной искры и дуги идентичны. Наиболее вероятный диаметр капель составляет 0.1–0.2 мкм, наиболее вероятный угол вылета по отношению к плоскости катода 20–30°, а скорость 100–200 м/с. Необходимо отметить, что созданные нами модели [9, 10] впервые позволили проводить детальный количественный анализ гидродинамических процессов в катодном пятне на основе численного решения системы уравнений Навье – Стокса для вязкого расплава катода со свободной поверхностью в двумерном осесимметричном приближении. При этом полученные результаты моделирования по скорости и углу вылета жидкометаллической струи хорошо совпадают с экспериментальными данными по капельной эмиссии. В данной работе предложена модель исследования гидродинамики формирования жидкометаллических струй и их распада на капли при выдавливании расплава из кратера.

1. Описание модели

Процесс выплескивания расплава можно условно разделить на три стадии, которые представлены на рис. 1. На первой стадии (рис. 1, а)) образуется жидкометаллический осесимметричный вал. На второй стадии этот вал в силу развития азимутальной неустойчивости по механизму Релея – Плато начинает распадаться на отдельные цилиндрические струи, приводя к образованию коро-

* Работа частично выполнена по госзаданию № 0389-2015-0026, а также поддержана РФФИ (гранты № 16-08-01099, 17-02-00346, 17-08-01282, 18-08-00547), Программой РАН (проект № 11) и Программой Уро РАН (проект № 18-2-2-16).

ны (рис. 1, б)). К третьей стадии отнесем процессы формирования квазиодномерных цилиндрических струй их отрыва от катода и развала на отдельные капли (рис. 1, в)). Очевидно, что весь процесс образования струй и капель носит трехмерный характер, что осложняет сквозное моделирование гидродинамических процессов. Однако существенно трехмерный характер движения расплава происходит только во второй стадии. Моделирование первой стадии проводилось в рамках осесимметричного подхода в работах [9, 10]. Вторая стадия исследовалась аналитически в рамках

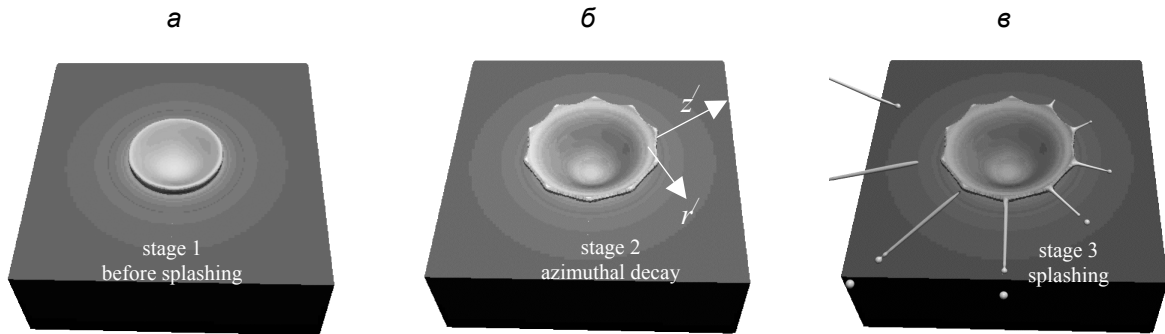


Рис. 1. Иллюстрация основных стадий гидродинамических процессов формирования жидкометаллических струй и капель в ячейке катодного пятна вакуумного разряда

линейной теории развития неустойчивостей [11, 12]. В данной работе предложена упрощенная двумерная осесимметричная модель третьей стадии, которая опирается, в первую очередь, на результаты моделирования процесса кратерообразования на первой стадии. При этом мы предполагаем, что процессы во второй стадии существенно не изменяют поперечный размер струй, их скорость движения, а также угол вылета по отношению к плоскости катода. Необходимо отметить, что полученные результаты расчета этих параметров в модели первой стадии хорошо согласуются с экспериментальными данными [9]. Для построения осесимметричной модели третьей стадии мы вводим локальную цилиндрическую систему координат $\{r', z'\}$, в которой направление оси z' совпадает с направлением движения струи (рис. 2, б)).

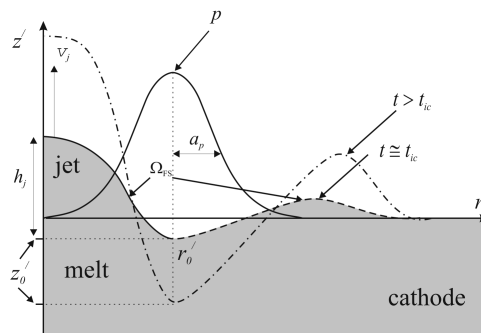


Рис. 2. Модельная геометрия задачи

А для формирования струи в локальной системе координат задаем внешнее давление на свободную границу расплава в следующем гауссовом виде:

$$p = p_0 \exp \left\{ - \left(\frac{l - r'_0}{a_p} \right)^2 \right\} f_p(t, t_{dj}), \quad (1)$$

где p_0 – амплитуда внешнего давления; $f_p(t, t_{dj}) = \begin{cases} 1 & \text{при } t < t_{dj} \\ 0 & \text{при } t > t_{dj} \end{cases}$ – ступенчатая функция Хэвисайда, моделирующая конечное время действия давления плазмы при образовании

струи; l – длина огибающей свободной поверхности, отсчитываемая от точки приложения внешнего давления $\{r'_0, z'_0(t)\}$.

Отметим, что выражение (1) ввиду малости параметра $a_p \ll r'_0$ задает давление лишь у основания струи. Поэтому большая часть поверхности струи испытывает лишь давление сил поверхностного натяжения. Заметим, что возмущение расплава при $r' > r'_0$ в данной модели является сопутствующим процессом, возникающим в силу редуцированной размерности задачи. Модельная геометрия представлена на рис. 2. Математическая формулировка представляет собой систему уравнений Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью и уравнение непрерывности. Более детально математическая формулировка и методы решения представлены в [9, 10].

2. Результаты моделирования

В зависимости от t_{dj} динамика формирования струй существенно различна (рис. 3 и 4). Так, в «активном режиме» разбрызгивания расплава под давлением плазмы катодного пятна (рис. 3) формируется струя с практически постоянным диаметром и продольной скоростью. При этом за счет сил поверхностного натяжения головка струи стягивается в сферическую каплю. Этот процесс сопровождается возбуждением капиллярной волны, которая распространяется к основанию струи и гармонически модулирует ее диаметр. В «инерциальном режиме» расплескивания расплава формируется струя с градиентом продольной скорости. Наличие градиента скорости, вызывающего растяжение струи (уменьшение диаметра от головки к основанию), приводит к отрыву

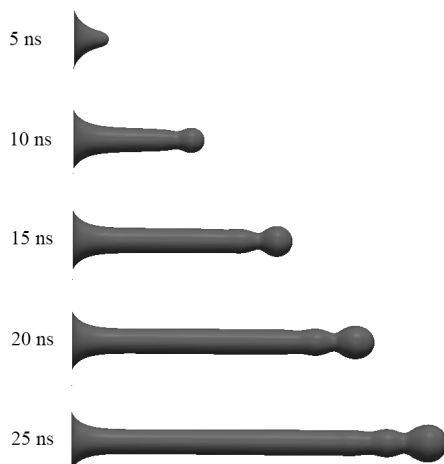


Рис. 3. Динамика формирования струи в активном режиме расплескивания

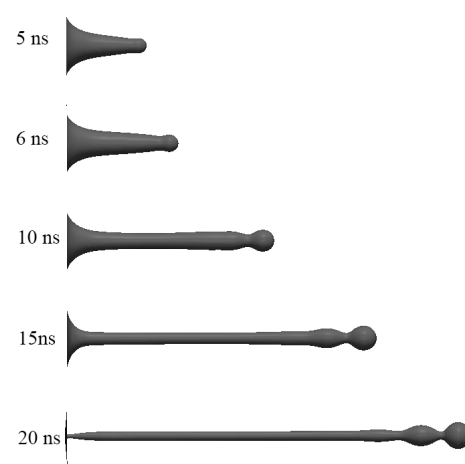


Рис. 4. Динамика формирования струи в инерциальном режиме расплескивания $t_{dj} = 6$ нс

струи от кратера (рис. 4). По мере уменьшения времени выдавливания плазмой t_{dj} сначала отрывается капля на головке струи, затем струя отрывается от кратера (рис. 5). При малых t_{dj} формируется только одна капля (рис. 6 при $t_{dj} = 3$ нс), оставшаяся часть струи за счет сил поверхностного натяжения втягивается обратно в кратер, если не отвердеет за счет остывания. В случаях, когда струя отрывается от кратера, ее последующий распад на капли подобен механизму отрыва первой капли на головке струи. При наличии продольного градиента скорости происходит увеличение длины капиллярной волны λ , которая возбуждается на конце струи за счет сил поверхностного натяжения. При достижении критерия неустойчивости Релея – Плато, когда λ становится больше периметра струи, перетяжка струи быстро растет, что приводит к отрыву капли от струи. Таким образом, происходит последовательный распад струи на капли на обоих концах струи. Диаметр образующихся капель определяется диаметром струи, что может объяснять наличие наиболее вероятного максимума в распределении капель по размеру, наблюдаемого экспериментально в [1].

Отметим, что без продольного градиента скорости капиллярная волна остается в устойчивой моде и струя после переходного колебательного процесса целиком собирается в шар.

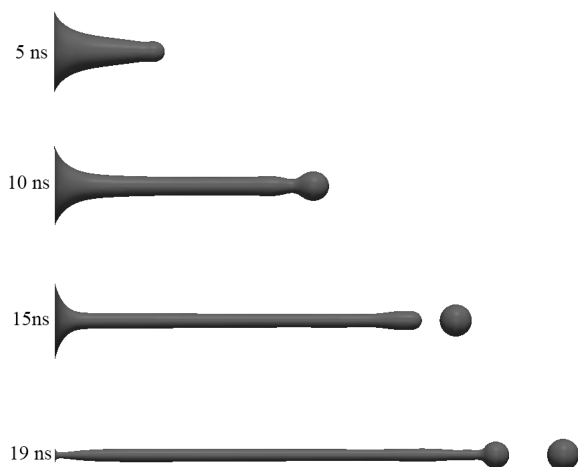


Рис. 5. Формирование струи, распад на капли и отрыв от катода в инерционном режиме расплескивания $t_{dj} = 5$ нс

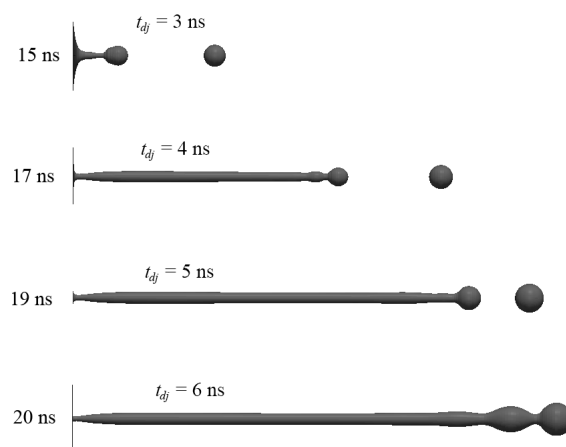


Рис. 6. Динамика формирования струи в инерционном режиме расплескивания $t_{dj} = 6$ нс

Заключение

В рамках двумерной осесимметричной постановки задачи проведено моделирование формирования струй, их отрыва от вала кратера и распада на капли в различных режимах расплескивания расплава. Показано, что в режиме «активного расплескивания» формируется струя с практически постоянными диаметром и продольной скоростью. При этом за счет сил поверхностного натяжения головка струи стягивается в сферическую каплю. Этот процесс сопровождается возбуждением капиллярной волны, которая распространяется к основанию струи и гармонически модулирует ее диаметр. В режиме «инерционного расплескивания», когда скорость расплава у основания струи уменьшается во времени, формируется струя с градиентом продольной скорости. Наличие такого градиента скорости, вызывающего растяжение струи (уменьшение диаметра), приводит к отрыву как каплевидной головки от струи, так и всей струи от кратера. Затем по мере движения струи происходит ее последующий распад на капли. Показано, что механизм развала струи на капли и отрыва струи от катода обусловлен неустойчивостью Релея – Плато, которая возникает при растяжении модулированной струи до значения длины капиллярной волны, удовлетворяющей критерию неустойчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesyats G. A. and Proskurovsky D. I. // Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. – Berlin: Springer, 1989.
2. Mesyats G. A. // Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark, and the Arc. – Moscow: Nauka, 2000.
3. Hantzsche E., Juttner B., and Puchkarev V. F. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1976. – V. 9. – P. 1771–1781.
4. Hantzsche E. // Beiträge aus der Plasmaphysik. – June 1977. – V. 17. – P. 65–74.
5. McClure G. W. // J. Appl. Phys. – May 1974. – V. 45. – No. 5. – P. 2078–2084.
6. Juttner B. // Beitr. Plasma Phys. – 1979. – V. 19. – No. 1. – P. 25–48.
7. Daalder J. E. Cathode erosion of metal vapor arcs in vacuum: PhD dissertation. – Eindhoven: Tech. Univ., 1978.
8. Utsumi T. and English J. H. // J. Appl. Phys. – 1975. – V. 46. – P. 126–131.
9. Mesyats G. A. and Uimanov I. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2015. – V. 43. – No. 8. – P. 2241–2246.
10. Mesyats G. A. and Uimanov I. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2017. – V. 45. – No. 8. – P. 2087–2092.
11. Gashkov M. A., Zubarev N. M., Zubareva O. V., et al. // J. Experiment. Theor. Phys. – 2016. – V. 122. – No. 4. – P. 776–786.
12. Gashkov M. A., Zubarev N. M., Mesyats G. A., and Uimanov I. V. // Tech. Phys. Lett. – 2016. – V. 42. – No. 16. – P. 48–55.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

Уйманов Игорь Владимирович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., e-mail: uimanov@iep.uran.ru;

Месяц Геннадий Андреевич, академик РАН, д.т.н., зав. отделом ФИАН.

I.V. UIMANOV¹, G.A. MESYATS²

GENERATION OF JETS AND DROPS BY THE CATHODE SPOT OF A VACUUM ARC

The explosion of liquid-metal jets produced during the formation of a crater on the cathode of a vacuum arc is the basic mechanism of the initiation of individual cells in the cathode spot. To analyze the processes involved, a two-dimensional axisymmetric model is proposed that describes the generation of quasi-one-dimensional liquid-metal jets during the growth of azimuthal instability of the liquid-metal rim of a cathode microcrater. The simulation input data are the jet diameter, propagation velocity, and temperature, which are calculated using a previously developed semiphenomenological model of crater formation. In the context of the proposed model, the jet formation has been simulated for different modes of melt splashing from a crater without considering the jet interaction with the cathode spot plasma. It has been shown that in the “active splashing” mode, a jet of almost constant diameter, longitudinal velocity, and temperature is formed. The head of the propagating jet transforms into a spherical drop due to surface tension. This is accompanied by the excitation of a capillary wave, which propagates to the jet base and harmonically modulates its diameter. In the “inertial splashing” mode with the melt velocity near the jet origin decreasing with time, a jet with a longitudinal velocity gradient is formed. The velocity gradient acts to elongate the jet (reduce its diameter) and causes the drop-shaped head to separate away from the jet and the entire jet to break away from the crater. As the jet further propagates, it breaks into drops. It has been demonstrated that the jet breakup and its breakaway from the cathode are due to the Rayleigh–Plateau instability that occurs when the length of the modulated jet becomes equal to a capillary wavelength satisfying the instability criterion.

Keywords: *vacuum arc, cathode spot, crater.*

УДК 621.384.633.5

В.В. АЛЕКСАНДРЕНКО, И.А. ИВАНОВ, М.В. ЗДОРОВЕЦ, С.Г. КОЗИН, Е.К. САМБАЕВ, А.Е. КУРАХМЕДОВ

УСКОРЕННЫЕ ПУЧКИ ИОНОВ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ФИЗИЧЕСКИХ КАМЕРАХ ЦИКЛОТРОНА ДЦ-60*

Ускоритель тяжелых ионов ДЦ-60, введенный в эксплуатацию в 2006 г., согласно техническим характеристикам по спектру, диапазону ионов и энергии, обладает высоким научным, технологическим и образовательным потенциалом. Описаны основные параметры циклотрона ДЦ-60, параметры получаемых пучков ионов, области применения пучков ионов, а также система измерения энергии ускоренных пучков ионов и технические средства для проведения облучения на ускорителе.

Ключевые слова: циклотрон, пучки ионов.

Введение

Ускоритель тяжелых ионов ДЦ-60 имеет большие возможности для постановки экспериментов в области ядерной физики, радиационной физики твердого тела, нанотехнологии и других научных направлениях. За прошедшее время с 2006 г. на ускорителе получено четырнадцать типов ионов, которые успешно ускорены в диапазоне энергий от 0.4 до 1.75 МэВ/нуклон. За прошедшие годы были созданы различные системы диагностики, такие, как система измерения энергии ускоренных пучков ионов методом времени пролета, онлайн система диагностики интенсивности пучка ионов и др. Также были дополнены системы облучения исследуемых образцов высокотемпературным и низкотемпературным держателями образцов.

Циклотрон ДЦ-60

Ускоритель тяжелых ионов ДЦ-60 [1] представляет собой изохронный циклотрон, предназначенный для ускорения заряженных частиц с кинетической энергией в диапазоне от 0.4 до 1.75 МэВ/нуклон и диапазон масс от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{132}\text{Xe}$. Циклотрон оснащен ЭЦР-источником типа DECRIS-3 с СВЧ-генератором на 14.5 ГГц [2]. Для удержания плазмы и электронного нагрева на «ЭЦР-поверхности» используется конфигурация магнитного поля «minimum B», получаемая в результате суперпозиции аксиального поля магнитного зеркала и радиального поля секступольного магнита. Две отдельные катушки с железным ярмом формируют аксиальное магнитное поле, а радиальное магнитное поле создается постоянным секступольным магнитом Nd-Fe-B. Разрядная камера источника имеет изоляцию, рассчитанную на напряжение до 25 кВ. Экстракция ионов осуществляется двумя элементами с плазменным электродом и подвижным вытягивающим электродом. Вариация энергии ионов обеспечивается за счёт изменения заряда ускоряемых частиц и магнитного поля циклотрона. Высокочастотная система имеет вариацию частоты в диапазоне 12–18 МГц и обеспечивает ускорение ионов на 4-й и 6-й гармониках.

Схема ускорительного комплекса приведена на рис. 1. Для транспортировки пучка от ЭЦР-источника до циклотрона создана эффективная система аксиальной инжекции пучка, состоящая из:

- фокусирующих элементов;
- анализирующего магнита;
- диагностирующих элементов;
- банчера;
- вакуумных насосов;
- электростатического инфлектора.

Захват фаз для ускорения в центре циклотрона составляет 30–35°. Это означает, что не более чем 10 % ионов требуемого заряда будет вовлечено в процесс ускорения. Для увеличения эффек-

* Работа выполнена в рамках программы «Реализация комплексных научных исследований в области физики, химии, биологии и передовых технологий на базе ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60», финансируемой Министерством энергетики Республики Казахстан.

тивности захвата пучка системой аксиальной инжекции устанавливается банчер с синусоидальной волной, который группирует частицы пучка в необходимом диапазоне фаз и увеличивает коэффициент захвата до 30–50 %. Поворот пучка от вертикального аксиального канала инжекции в медленную плоскость циклотрона осуществляется с помощью электростатического спирального инфлектора.

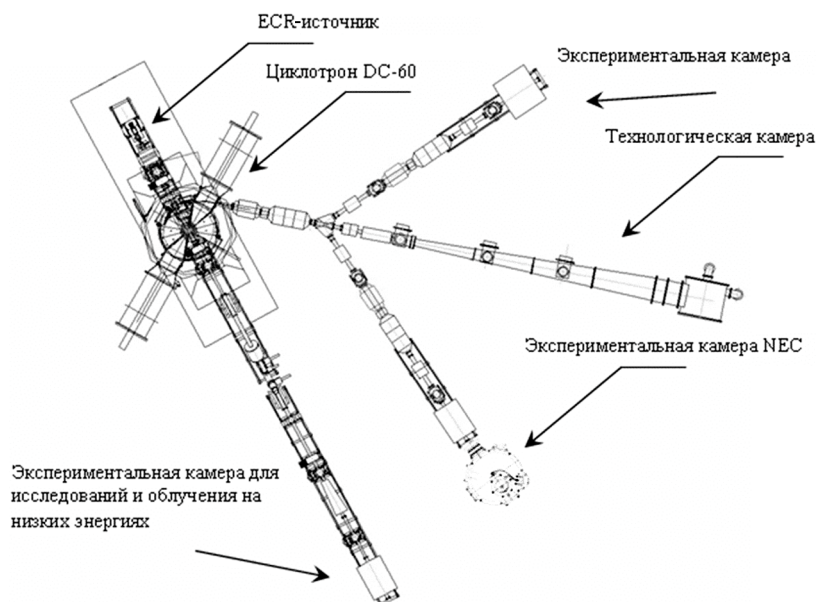


Рис. 1. Схема ускорительного комплекса

Для вывода пучка ионов из циклотрона используется электростатический дефлектор с напряженностью электрического поля 75 кВ/см, расположенный во впадине магнита. Каналы транспортировки пучков от циклотрона к мишенным камерам включают стандартные системы фокусировки и поворота ускоренных ионов.

Ускоренные пучки ионов и их применение

За прошедшие 12 лет работы ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60 отработаны режимы ускорения ионов ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14,15}\text{N}$, ${}^{16,17}\text{O}$, ${}^{20,22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{84}\text{Kr}$ и ${}^{132}\text{Xe}$ в диапазоне энергий 0.4–1.75 МэВ/нуклон. На каждый режим ускорения были сняты характеристические и резонансные кривые, радиальные профили пучка, проводились работы по оптимизации работы каждой системы циклотрона. В таблице представлены получаемые интенсивности пучков ионов с энергией 1.75 МэВ/нуклон.

Интенсивности пучков ионов на ЭЦР-источнике и после ускорения в циклотроне, мкА

Тип иона	Ток пучка ЭЦР, мкА	Ускор. пучок ионов, мкА		Тип иона	Ток пучка ЭЦР, мкА	Ускор. пучок ионов, мкА
${}^7\text{Li}^{1+}$	110	2.25		${}^{31}\text{P}^{5+}$	20	0.58
${}^{11}\text{B}^{2+}$	24	0.70		${}^{32}\text{S}^{6+}$	61	0.80
${}^{12}\text{C}^{2+}$	140	2.51		${}^{40}\text{Ar}^{7+}$	45	2.00
${}^{14}\text{N}^{2+}$	120	3.20		${}^{40}\text{Ca}^{7+}$	50	1.35
${}^{16}\text{O}^{3+}$	86	1.50		${}^{56}\text{Fe}^{10+}$	16	0.30
${}^{20}\text{Ne}^{4+}$	76	2.08		${}^{84}\text{Kr}^{15+}$	28	1.50
${}^{24}\text{Mg}^{4+}$	46	1.14		${}^{132}\text{Xe}^{22+}$	16	0.40

На базе циклотрона ДЦ-60 полностью отлажено производственное облучение полимерных материалов (ПТЭФ) с толщинами пленок в диапазоне 12–23 мкм для создания трековых мембран с плотностью пор от $5 \cdot 10^5$ до 10^9 см^{-2} [3]. В области ядерной физики проводятся исследования по измерению сечения упругого рассеяния легких ядер на ядрах 1-р-оболочки вблизи кулоновского

барьера [4], измерения выхода сечения характеристического рентгеновского излучения при взаимодействии тяжелых ионов с атомами мишеней. В области радиационной физики твердого тела исследуется влияние облучения заряженными частицами низких и средних энергий на структуру и физико-механические свойства конструкционных материалов [5]. В области трековых мембран проходят исследования по отработке режимов химического травления полимерного материала, модификации поверхности мембраны, создания смарт-фильтров и массивов металлических наноструктур на основе трековых мембран и др.

Система измерения энергии

Одной из важнейших характеристик, получаемых на ускорителе ДЦ-60 ионов, является их энергия. В течение почти десяти лет энергия ускоряемых ионов приблизительно рассчитывалась по формуле, содержащей ряд параметров, величина которых не учитывает влияния различных настроек. Поэтому для развития методов контроля и управления пучком ионов ускоритель ДЦ-60 был оснащен системой измерения энергии ускоренных ионов времяпролетным методом.

Разработана и создана система измерения энергии пучков ионов методом времени пролета с использованием сцинтилляционных детекторов. Суть метода состоит в том, что один и тот же «микробанч» последовательно регистрируется двумя сцинтилляционными детекторами, установленными по ходу пучка ионов на известном расстоянии. Измеряется время между сигналами от двух детекторов, и по известной пролетной базе рассчитывается энергия ионов.

Сигналы с детекторов направлялись к двухканальному время-цифровому преобразователю SmartTDC-01. Связь время-цифрового преобразователя с компьютером осуществлялась при помощи программы, написанной в среде LabView. Было произведено измерение энергий ряда ускоренных ионов. Разница в измеренной и рассчитанной энергии пучков ионов варьируется в диапазоне $\pm 2\%$. Время измерения энергии занимает 1–2 мин [6].

Заключение

За прошедшее время с начала работы ускорителя тяжелых ионов ДЦ-60 проведено достаточно много работы по отработке режимов ускорения пучков ионов. Были получены более 14 типов ионов. На текущий момент производятся работы по получению пучков ионов методом испарения металлоорганических летучих соединений, которые помогут значительно расширить спектр ускоряемых ионов.

Разработаны системы диагностики пучка. Для проведения облучения исследуемых образцов по задачам радиационной физики твердого тела при различных температурах были разработаны и внедрены в эксплуатацию системы высокотемпературного нагрева (до 700 °C) и низкотемпературный держатель (температура жидкого азота).

В итоге работы циклотрона ДЦ-60 успешно выполняется ряд научно-технических задач в области ядерной физики, радиационной физики твердого тела и других научных направлениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gikal B., Dmitriev S., Apel P., et al. // Phys. Particl. Nucl. Lett. – 2008. – V. 5(7). – P. 642–644.
2. Kutner V.B., Bogomolov S.L., Gulbekian G.G., et al. // Operation and Resent Development of ECR Ion Sources at the FLNR (JINR) Cyclotrons, Proceedings of 15th Int. Conf. on Cyclotron and their Applications. – Caen, France, 1998. – P. 405–408.
3. Здоровец М.В., Иванов И.А., Александренко В.В. и др. // Вестник ЕНУ. – Астана, 2013. – № 6(97). – С. 189–196.
4. Hamada Sh., Burtabayev N., and Amangeldi N. // Int. J. Mod. Phys. E2. – 2013. – V. 22. – No. 8. – P. 1350058. – P. 1–8.
5. Uglov V.V., Rusalski D.P., Zlotski S.V., et al. // Surf. Coating Technol. – 2010. – V. 204. – Iss. 12–13. – P. 2095–2098.
6. Иванов И.А., Здоровец М.В., Колобердин М.В. и др. // Вестник ЕНУ. – Астана, 2017. – № 2(117). – С. 188–195.

Астанинский филиал РГП Институт ядерной физики МЭ РК,
г. Астана, Республика Казахстан

Поступила в редакцию 18.06.18.

Иванов Игорь Александрович, начальник циклотрона ДЦ-60;
Здоровец Максим Владимирович, к.ф.-м.н., директор;
Козин Сергей Григорьевич, и.о. начальника службы ВЧ-систем и ЭЦР-источника;
Самбаев Ерназ Кайратович, инженер технологической службы;
Курахмедов Алишер Ерметович, инженер службы управления циклотрона.

V.V. ALEXANDRENKO, I.A. IVANOV, M.V. ZDOROVETS, S.G. KOZIN, Y.K. SAMBAYEV, A.E. KURAKHMEDOV

ACCELERATED ION BEAMS AND METHODS OF RESEARCH ON THE PHYSICAL UNITS OF THE CYCLOTRON DC-60

DC-60 heavy ion accelerator, put into operation in 2006, according to its specifications – spectrum, charge and energy of accelerated ions, has the high scientific, technological and educational potential. In this paper, we describe the main parameters of the cyclotron DC-60, as well as the parameters of ion beams. The fields of ion beams using are described. The system for measuring the energy of accelerated ion beams and the technical equipment for irradiation at the cyclotron are described.

Keywords: *cyclotron, ion beams.*

УДК 533.6, 62-9, 629.7.01

В.В. КУЗЕНОВ^{1,2}, К.В. ПОЛЯКОВ¹, С.В. РЫЖКОВ¹, Е.С. СТУДЕННИКОВ¹**РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ СОВЕРШЕННОГО ГАЗА ВБЛИЗИ ТЕЛ ПРОСТЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФОРМ***

Рассмотрено обтекание тел простых форм: клина, сопряженного с клином, конуса, сопряженного с конусом, химически и термически равновесным потоком воздуха с параметрами набегающего потока (для чисел Маха $M = 6-18$), отвечающими высотам в диапазоне 22–37 км. Выполненные расчеты с использованием системы уравнений Эйлера и численного метода повышенного порядка точности показали, что наблюдающиеся в течении газодинамические структуры разрешаются с удовлетворительной точностью и разработанная методика может быть применена для нахождения конвективных потоков на поверхности тел простых геометрических форм.

Ключевые слова: математическая модель, газодинамика, пограничный слой, эффективная длина, ударная волна.

При разработке конструкции перспективных летательных аппаратов возникает множество физических и технических проблем, например: влияние коэффициента трения на процесс движения с гиперзвуковой скоростью, а также определение вязких касательных напряжений на поверхности обтекаемого тела при различных режимах течения; влияние конвективного потока на теплофизические характеристики потока, обтекающего тело, и определение внешних тепловых нагрузок на конструкцию гиперзвукового летательного аппарата. При этом для гиперзвуковых условий полета летательных аппаратов (число Маха $M \geq 6$) экспериментальные исследования очень дороги. По этой причине целесообразно определение аэродинамических характеристик летательных аппаратов расчетно-теоретическими методами.

Целью представленной работы является расчет течения вблизи тел простых геометрических форм (ключевых элементов конструкции перспективных летательных аппаратов), а также формулировка упрощенного метода оценки конвективных тепловых потоков.

Математическая модель теплофизических процессов, которые возникают при обтекании тел простых геометрических форм, основана на многокомпонентных радиационных уравнениях Рейнольдса и подробно описана в работах [1–6]. В турбулентном случае с помощью формулы

$$q_{w,L} = 4.69 \cdot 10^{-4} V_{\infty}^{1.25} (H_0 - H_w) \left(1 + \frac{T_w}{T_0} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_{\infty}^{0.8}}{R^{0.2}}, \quad (1)$$

в ламинарном случае тепловой поток вблизи критической точки можно оценить с помощью формулы

$$q_{w,L} = 1.93 \cdot 10^{-4} V_{\infty}^{1.08} (H_0 - H_w) \sqrt{\frac{\rho_{\infty}}{R}}. \quad (2)$$

Из приведенных формул (1), (2) следует, что коэффициент теплоотдачи в критической точке обратно пропорционален квадратному корню \sqrt{R} (в турбулентном случае пропорционален $R^{0.2}$) из радиуса затупления R . Поэтому при больших скоростях полета и соответственно больших температурах торможения при уменьшении радиуса затупления R в критической (особой) точке резко возрастают значения конвективных и радиационных потоков. Рассмотрим применение метода эффективной длины (l^* – длина дуги, образующей от начала тела до рассматриваемой точки) в точке с декартовой координатой x^* для случая тела вращения радиуса $R(x^*)$. Считаем, что в точке (x^*, R) на теле сформировался тепловой пограничный слой толщиной δ_T . Эффективной длиной $x_{\text{эфф}}$ называют длину плоской пластины, на которой при внешнем течении с такими же параметрами, как в рассматриваемой точке тела, нарастает такой же пограничный слой (толщиной δ_T), как и на дли-

* Представленные результаты получены в рамках выполнения госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 13.5240.2017/8.9.

не l^* рассматриваемого тела. Для осесимметричного случая эффективная длина $x_{\text{эфф}}$ будет длиной некоего цилиндра с радиусом R . Для расчета теплообмена тел классических форм (пластина, цилиндр, конус, сфера и т.д.) с потоком газа, в котором основные параметры переменны по его длине, в работах [3–5] используется метод эффективной длины l^* .

Согласно этому методу (для ламинарного потока), эффективная длина $x_{\text{эфф}}$ определяется соотношением [3–5]

$$x_{\text{эфф}} = \int_0^x \left[R^2 K^2 K_1^2 \mu_0 \rho_0 U_0 C_{p,0}^2 (T_e - T_w)^2 \text{Pr}_0^{-\frac{4}{3}} \right] dx / \left[R^2 K^2 K_1^2 \mu_0 \rho_0 U_0 C_{p,0}^2 (T_e - T_w)^2 \text{Pr}_0^{-\frac{4}{3}} \right]. \quad (3)$$

Под интегралом стоят переменные величины, изменяющиеся от начала образования пограничного слоя (критическая точка) до рассматриваемого сечения с декартовой координатой x . Здесь $R(x)$ – соответственно радиус вращения осесимметричного тела; $\mu_0, \rho_0, U_0, M_0, \text{Pr}_0$ – плотность, скорость, местные числа Маха и Прандтля, взятые на внешней границе пограничного слоя в рассматриваемом сечении с декартовой координатой x ; T_w, T_e – температура поверхности обтекаемого тела и температура теплоизолированной стенки;

$$T_r = T_0 \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right), \quad r = \sqrt{\text{Pr}_0}, \quad (4)$$

где r – коэффициент восстановления температуры показывает, какая доля кинетической энергии внешнего потока затрачена на повышение теплосодержания газа у поверхности обтекаемого тела.

Для ускоренных и слабо замедленных течений в выражение для эффективной длины $x_{\text{эфф}}$ вводится коэффициент K_1 . Он учитывает влияние продольного градиента скорости. Этот параметр близок к единице и зависит, в основном, от параметра градиента скорости и от температурного фактора [5]:

$$K_1 = \left[1 + 0,16 \left(1 + \frac{T_w}{T_0^*} \right) \left(\frac{2m}{m+1} \right)^{1/3} \right]^{1/2}. \quad \text{Коэффициент } K = \left(\frac{\rho_0 \mu_0}{\rho_w \mu_w} \right)^{1/3} \text{ является фактором,}$$

учитывающим влияние сжимаемости. Значение безразмерного градиента скорости m следует из формулы: $m = \frac{x}{V_0} \frac{\partial V_0}{\partial x}$. Определяющая температура T_0^* имеет вид

$$T_0^* = T_\infty + 0,5(T_w - T_\infty) + 0,22(T_r - T_\infty), \quad T_r = T_0 + r V_0^2 / 2 (C_p)^*, \quad r = \sqrt{\text{Pr}_0}, \quad (5)$$

где $(C_p)^*$ – среднее значение теплоемкости, определенное в диапазоне температур $[T, T_0^*]$.

Значение числа Стантона можно найти с помощью соотношения

$$\text{St}_{x,\text{эфф}} = 0,332(m+1)^{1/2} \text{Re}_{x,\text{эфф}}^{1/2} \text{Pr}_0^{-2/3} K \cdot K_1. \quad (6)$$

В данном соотношении число Рейнольдса определяется формулой $\text{Re}_{x,\text{эфф}} = \rho_w V_0 x_{\text{эфф}} / \mu_w$, где величины ρ_w, μ_w берутся по температуре поверхности обтекаемого тела T_w .

Конвективный тепловой поток $q_{w,L}$ в ламинарном случае следует из соотношения

$$q_{w,L} = (C_p)^*_{\text{cp}} \rho_0 V_0 (T_e - T_w) \text{St}_{x,\text{эфф}}. \quad (7)$$

При наличии турбулентного режима течения вблизи поверхности обтекаемого тела можно воспользоваться следующей формулой для расчета эффективной длины $x_{\text{эфф}}$ [1–5]:

$$x_{\text{эфф}} = \frac{\int_0^x \left[R^{5/4} \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right)^{0,1375} \rho_0 U_0 \text{Pr}_0^{-0,7125} \mu_0^{0,25} C_{p,0}^{1,25} \right] (T_w/T_e)^{0,5} (T_e - T_w)^{1,25} dx}{\left[R^{5/4} \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right)^{0,1375} \rho_0 U_0 \text{Pr}_0^{-0,7125} \mu_0^{0,25} C_{p,0}^{1,25} \right] (T_w/T_e)^{0,5} (T_e - T_w)^{1,25}}, \quad (8)$$

где коэффициент восстановления температуры $r = \sqrt[3]{\text{Pr}_0}$, а величина теплового потока определяется формулой

$$q_{w,L} = (C_p)_{\text{cp}}^* \rho_0 V_0 (T_e - T_w) \text{St}_{x,\text{эфф}}, \quad \text{Re}_{x,\text{эфф}} = \frac{\rho_w V_0 x_{\text{эфф}}}{\mu_w}. \quad (9)$$

Значение числа Стантона для турбулентного режима можно найти с помощью соотношения

$$\text{St}_{x,\text{эфф}} = 0.0296 \text{Re}_{x,\text{эфф}}^{-0.2} \text{Pr}_0^{-0.57} (T_w/T_e)^{0.4} \left(1 + r \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{0.11}. \quad (10)$$

Используя предположения работы [4–6], для переходной области течения число Стантона $\text{St}_{x,\text{эфф}}$ можно определить по формуле

$$\text{St}_{x,\text{эфф.п}} = \text{St}_{x,\text{эфф.турб}} - (\text{St}_{x,\text{эфф.турб}} - \text{St}_{x,\text{эфф.лам}}) \exp\left[\frac{\text{Re}_{x,\text{эфф}} - \text{Re}_{x,\text{н.п}}}{\text{Re}_{x,\text{н.п}}}\right], \quad (11)$$

где величины $\text{St}_{x,\text{эфф.турб}}$, $\text{St}_{x,\text{эфф.лам}}$ определяются по формулам, приведенным выше, $\text{Re}_{x,\text{н.п}}$ – число Рейнольдса для начала перехода от ламинарного к турбулентному течению. Для условий течения $\text{Re}_{x,\text{эфф}} = 10^4 - 10^6$ данная зависимость хорошо согласуется с опытными данными [6].

Отдельные результаты расчета векторных и скалярных полей газодинамических параметров показаны на рис. 1–6 для клина (угол раскрытия клина 9°), сопряженного с клином (угол раскрытия клина 4°).

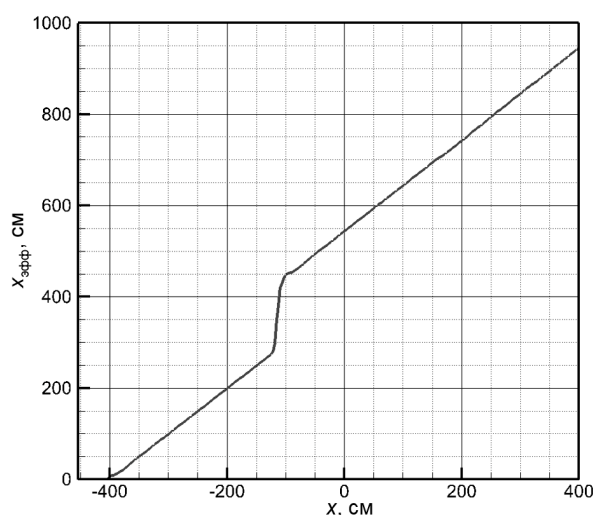


Рис. 1. Зависимость эффективной длины $x_{\text{эфф}}$ от продольной координаты x

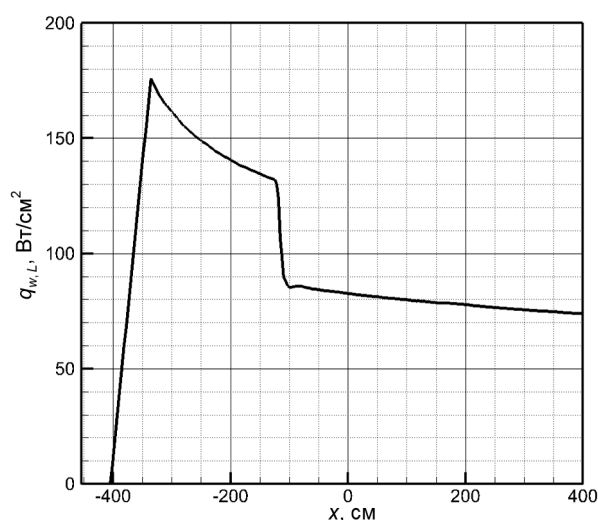


Рис. 2. Зависимость конвективного потока тепла $q_{w,L}$ от продольной координаты x

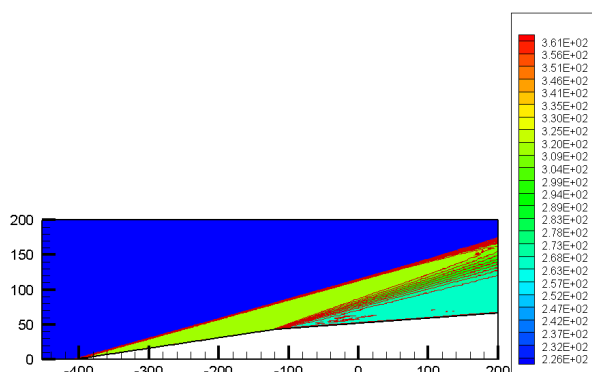


Рис. 3. Распределение температуры T , К при обтекании острого клина

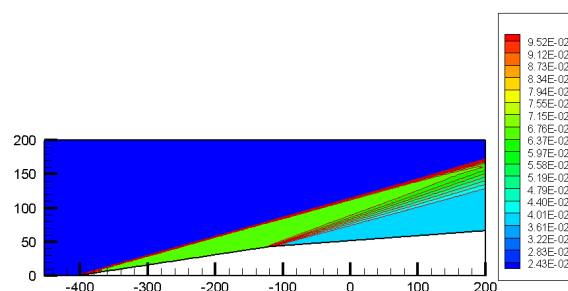


Рис. 4. Распределение давления P , атм при обтекании острого клина

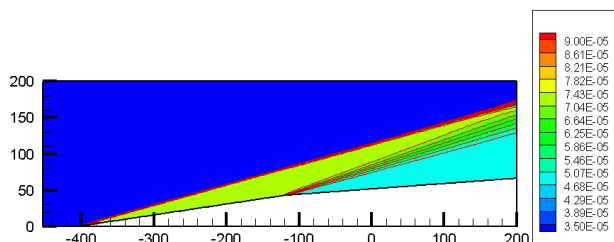


Рис. 5. Распределение плотности ρ , кг/м^3 при обтекании острого клина

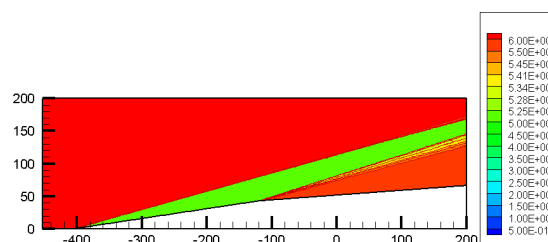


Рис. 6. Распределение числа Маха M при обтекании острого клина

Из приведенных графических зависимостей (рис. 3–6; шкала единиц измерений осей ординат и абсцисс приведена в см) следует, что структура течения вблизи клина, сопряженного с клином, состоит из присоединенной (к «острой» части клина) стационарной плоской ударной волны (с газодинамическими параметрами: $T = 314$ К, $P = 0.065$ атм, $\rho = 7.06 \cdot 10^{-5}$ кг/м^3) и плоской волны разрежения (ВР) (непосредственно за ВР: $T = 267$ К, $P = 0.037$ атм, $\rho = 4.8 \cdot 10^{-5}$ кг/м^3), возникающей в точке излома обтекаемого тела простой геометрической формы. Аналитическая оценка [3] эффективной длины при сверхзвуковом обтекании клина при нулевом угле атаки дает выражение $x_{\text{эфф}} = x$, что соответствует численным результатам расчетов, приведенным на рис. 1.

В заключение отметим, что в работе сформулирована инженерная физико-математическая модель аэротермодинамики перспективных летательных аппаратов в области ламинарного и турбулентного пограничных слоев (модель предназначена для приближенной оценки конвективных тепловых потоков в диапазоне чисел Маха $M = 6$ –18 и высот $H = 22$ –37 км). Выполнены 2D-варианты расчетов газодинамических параметров и конвективных тепловых потоков для тел простых геометрических форм (отдельных ключевых элементов конструкции перспективных летательных аппаратов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузенов В. В., Рыжков С. В. // Математическое моделирование. – 2017. – Т. 29. – С. 19–32.
2. Лунёв В. В. Течение реальных газов с большими скоростями. – М.: Физматлит, 2007. – 760 с.
3. Авдеевский В. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической промышленности. – М.: Машиностроение, 1975. – 624 с.
4. Вулис Л. А. // Тепло- и массоперенос. Т. 3. – М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 256 с.
5. Баскарев Б. Н., Гилевич Д. Д., Острась В. Н., Шварц Ю. Г. // Ученые записки ЦАГИ. – 1985. – Т. XVI. – № 5. – С. 119–124.
6. Кузенов В. В., Дикалюк А. С. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2017. – Т. 18. – Вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2017-18-2/articles/689/>

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия

V.V. KUZENOV^{1,2}, K.V. POLYAKOV¹, S.V. RYZHKOV¹, E.S. STUDENNIKOV¹

CALCULAR RESEARCH OF THE PERFECT GAS FLOW WITH THE INFLUENCE OF THE BODIES OF SIMPLE GEOMETRIC FORMS

In this paper we consider flow around bodies of simple shapes: a wedge conjugated to a wedge, a cone conjugate with a cone, a chemically and thermally equilibrium flow of air in with the parameters of the incoming flow ($M = 6-18$) corresponding to altitudes in the range of 22–37 km. The calculations performed using the system of Euler equations and the numerical method of an increased order of accuracy have shown that the gas dynamic structures observed in flow are solved with satisfactory accuracy and the developed technique can be used to find convective flows on the surfaces of bodies of simple geometric shapes.

Keywords: *mathematical model, gas dynamics, boundary layer, effective length, shock wave.*

УДК 533.9.08

*А.П. АРТЁМОВ¹, А.Г. РУССКИХ¹, В.И. ОРЕШКИН^{1,2}, С.А. ЧАЙКОВСКИЙ^{1,3}, А.С. ЖИГАЛИН¹, А.В. ФЕДЮНИН¹***ИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ X- И PZ-ПИНЧЕЙ***

Представлен сравнительный анализ характеристик источников мягкого рентгеновского излучения X- и PZ-пинча. Эксперименты с X- и PZ-пинчами проводились на компактном импульсном генераторе XPG (250 кА, 220 нс). Получены данные о размерах источников, длительности, мощности и спектральных характеристиках импульсов рентгеновского излучения. X-пинч имеет более стабильные размеры источника и выход рентгеновского излучения от выстрела к выстрелу, а также позволяет получать радиографические изображения с более высоким пространственным разрешением в сравнении с PZ-пинчем в спектральной области $h\nu > 3$ кэВ. В то же время проволоочки X-пинча сгорают в каждом выстреле, после чего требуется вскрытие вакуумной камеры генератора, чтобы установить новую нагрузку. Плазменная пушка может стабильно работать при 30–100 пусках генератора в зависимости от долговечности катода и прочности изолятора. Тем самым PZ-пинч позволяет сделать набор радиографических изображений с высоким пространственным разрешением без необходимости открывать вакуумную камеру генератора после каждого выстрела, что является хорошей альтернативой X-пинчам.

Ключевые слова: импульсная рентгенография, мягкое рентгеновское излучение, вакуумный дуговой разряд, Z-пинч, X-пинч, плотная высокотемпературная плазма.

Введение

Импульсная радиография в мягкой области рентгеновского излучения ($h\nu = 1\text{--}10$ кэВ) с использованием ступенчатых ослабителей, а также монохроматическое зондирование позволяет проводить абсолютные измерения распределения массовой плотности вещества исследуемого объекта [1, 2]. Такая диагностика является мощным инструментом по исследованию Z-пинчей, электрического взрыва проводников, катодных факелов, пучков ионов и т.д. [1–4]. Использование компактных импульсных генераторов тока на основе X-пинча [5] позволяет получать радиографические изображения с пространственным разрешением не хуже 10 мкм и временем экспозиции кадра ~ 0.5 нс [5, 6]. Такие радиографы значительно проще и дешевле в эксплуатации, например, по сравнению с альтернативным методом получения рентгеновского источника, основанным на облучении твердотельных мишеней коротким сфокусированным лазерным импульсом. Кроме того, конверсия энергии первичного накопителя в рентгеновское излучение для компактных генераторов может достигать значений $\sim 10^{-4}$, что заметно превосходит возможности лазерного метода по этому показателю [7].

В то же время, несмотря на очевидные сильные стороны импульсного радиографа, основанного на использовании X-пинча, недостатком такого подхода является трудоемкость установки нагрузки из микропроводников и необходимостью перед каждым экспериментом вскрывать вакуумную камеру. В связи с этим, в ИСЭ СО РАН (г. Томск) был разработан способ получения источника мягкого рентгеновского излучения, в котором X-пинч из микропроводников заменен на плазменную струю. Плазменная струя предварительно формируется при горении сильноточного дугового разряда, инициируемого пробоем по поверхности диэлектрика в вакууме, а излучающая высокотемпературная плазма создается при развитии перетяжки во время сжатия плазменной струи под действием силы Лоренца [8]. Такой подход позволяет производить серию выстрелов без вскрытия вакуумной камеры генератора, при этом интервал между импульсами ограничен только временем откачки вакуумной камеры. В работе [8] было показано, что при величине межэлектродного зазора 1.3–1.5 мм удастся добиться режима, при котором образуется только одна перетяжка, что позволяет минимизировать количество источников рентгеновского излучения. Такой источник получил название PZ-пинч (Point Z-pinch).

Задачей данной работы являлось сравнение выходных характеристик источников мягкого рентгеновского излучения реализуемых на основе X-пинча и PZ-пинча.

* Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-08-00728 и 17-08-00131.

Экспериментальная установка и методика измерения

Следует отметить, что целенаправленного эксперимента по сравнению характеристик источника мягкого рентгеновского излучения X- и PZ-пинчей в лаборатории не проводилось. Анализ производился на основе результатов разных экспериментов, сделанных хоть и при близких параметрах измерения, но все же имеющих некоторые отличия. Эксперименты с X- и PZ-пинчами выполнялись на компактном малогабаритном генераторе тока XPG, разработанном в ИСЭ СО РАН (г. Томск), который обеспечивают амплитуду тока 215 кА и время нарастания тока 200 нс [5, 8]. Для измерения импульса тока генератора и плазменного инжектора использовались пояса Роговского. В качестве диагностики импульса рентгеновского излучения использовались вакуумный рентгеновский диод (ВРД) в экспериментах с X-пинчем и алмазный детектор DRD (Alameda Applied Sciences Corporation) в экспериментах с PZ-пинчем. ВРД располагался за фильтром, состоящим из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и майлара толщиной 3 мкм, на расстоянии 85 мм от источника, а DRD – за фильтром из алюминиевой фольги толщиной 5 мкм на расстоянии 130 мм от источника.

Размеры источника излучения оценивались по полуширине теневых рентгеновских изображений тест-объектов. В экспериментах с X-пинчем использовалась комбинированная сетка, состоящая из вольфрамовых проволочек диаметром 6, 12 и 25 мкм, установленная перед комбинированным фильтром из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и майлара толщиной 3 мкм. В экспериментах с PZ-пинчем тест-объект представлял собой сетку, состоящую из вольфрамовых проволочек диаметром 40 мкм, установленную перед комбинированным фильтром из каптона толщиной 5 мкм и алюминизированного кимфойла толщиной 6 мкм. Теневые изображения регистрировались на фотопленке Микрат-ОПТО. Схема регистрации импульса рентгеновского излучения и теневых изображений тест-объектов приведена на рис. 1. На рис. 2 показан пример прописи теневого изображения 25 мкм вольфрамовой проволоочки тест-объекта, где L – ширина изображения проволоочки на уровне 10 % ($D_{0.1}$) от максимальной плотности почернения плёнки D_0 , а L_{GM} – ширина идеального изображения, равная произведению диаметра проволоочки на коэффициент геометрического увеличения.

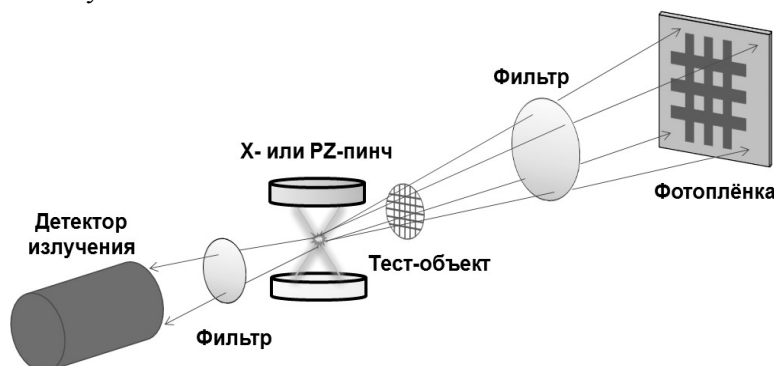


Рис. 1. Схема получения теневых изображений тест-объекта и регистрации импульса рентгеновского излучения

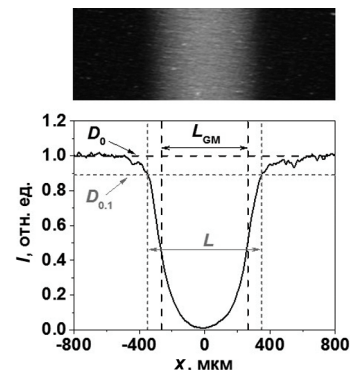


Рис. 2. Пропись теневого изображения 25-мкм вольфрамовой проволоочки тест-объекта

В случае обоих типов нагрузок генератора материал пинча достаточно сильно влияет на выходные характеристики получаемого источника излучения. Поскольку PZ-пинч еще малоизучен, то полноценной статистики по материалам пока нет. Тем не менее первые же исследования PZ-пинча показали [8], что среди исследованных катодов из алюминия, меди, железа и олова наилучшими выходными характеристиками (пространственное разрешение и выход излучения) обладает источник на основе олова. В настоящей работе исследовались катоды дуги из олова, серебра и золота. Для сравнения приведены результаты экспериментов с X-пинчем, состоящим из молибденовых проводников диаметром 13, 25 и 38 мкм, поскольку молибден является одним из наиболее подходящих материалов для работы с X-пинчем [9].

Сравнительный анализ результатов экспериментов с X- и PZ-пинчами

Минимальное пространственное разрешение при использовании X-пинча удастся получить в спектральной области рентгеновского излучения $h\nu = 3\text{--}8$ кэВ, в которой интенсивно излучает го-

рячая точка. С другой стороны, в работе [8] было показано, что яркость источника излучения на основе PZ-пинча в данной области спектра значительно падает, а максимум интенсивности излучения приходится на более мягкую компоненту излучения ($h\nu = 1\text{--}3$ кэВ). В то же время часто возникает задача исследовать плазменный объект с плотностью менее 10^{19} см $^{-3}$ (например, катодный факел, формирующийся при горении вакуумного дугового разряда [1]), в которых излучение с энергией квантов выше 3 кэВ поглощается крайне слабо. В связи с вышесказанным, в данной работе сравнивались характеристики X- и PZ-пинчей исключительно в спектральном диапазоне $h\nu = 1\text{--}3$ кэВ.

На рис. 3 и 4 приведены зависимости амплитуды сигналов ВРД и DRD в различные моменты времени относительно начала тока генератора XPG для X-пинча, состоящего из молибденовых проводников разного диаметра (рис. 3), и PZ-пинча с катодом из олова (рис. 4).

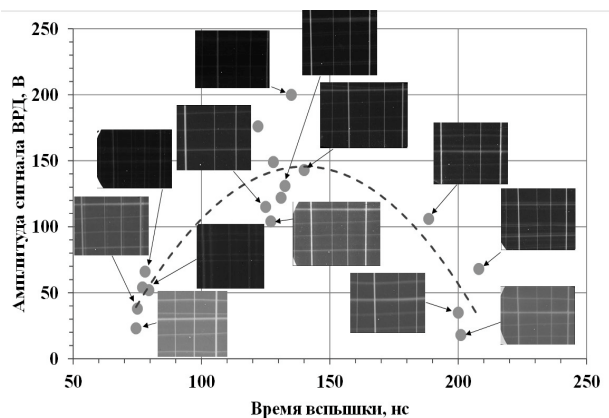


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала ВРД относительно момента генерации рентгеновского излучения X-пинча из молибденовых проводников

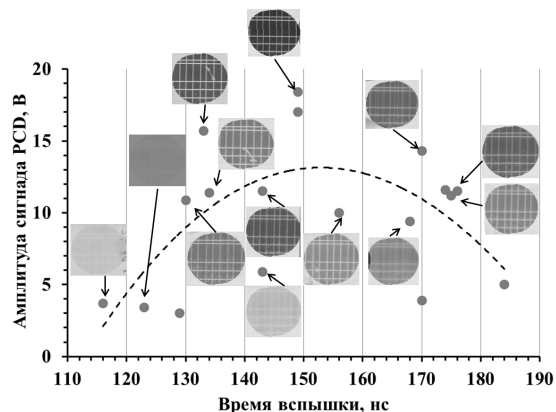


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала DRD относительно момента генерации рентгеновского излучения оловянного PZ-пинча

Рядом с точками, соответствующими амплитуде сигналов детекторов излучения, наложены радиографические изображения тест-объекта. В случае X-пинча интервал времени от начала тока генератора XPG до вспышки рентгеновского излучения увеличивается с ростом его начальной погонной массы, которая определяется диаметром проводников. В случае PZ-пинча погонная масса определяется временной задержкой между началом тока генератора XPG и началом тока дуги. В обоих случаях данная зависимость имеет максимум, который указывает на существование некоторого диапазона погонных масс пинча, оптимальных с точки зрения параметром реализуемого источника рентгеновского излучения. X-пинч при этом обладает меньшим разбросом амплитуды сигнала детектора излучения по сравнению с PZ-пинчем. Это указывает на то, что начальная погонная масса и конфигурация X-пинча значительно более фиксированы. Кроме того, в случае PZ-пинча на стабильность выхода рентгеновского излучения может влиять и эрозия катода. В случае серебряного и золотого PZ-пинчей явной зависимости выхода рентгеновского излучения от момента вспышки не выявлено.

В таблице приведены размеры источников мягкого рентгеновского излучения для X- и PZ-пинчей. В обоих случаях источник рентгеновского излучения представляет собой пере-тяжку цилиндрической формы. В большинстве случаев соотношение высоты источника к его диаметру составляет приблизительно (2:1), хотя в случае PZ-пинча встречаются исключения, когда

Размеры источников рентгеновского излучения в диапазоне $h\nu = 1\text{--}3$ кэВ на основе X- и PZ-пинча

Тип нагрузки	Диаметр источника, мкм	Высота источника, мкм
Mo X-пинч	7 ± 2	15 ± 3
Sn PZ-пинч	12 ± 3	18 ± 5
Ag PZ-пинч	14 ± 5	22 ± 7
Au PZ-пинч	12 ± 6	23 ± 10

они оказываются приблизительно равны. Размеры источника рентгеновского излучения Х-пинча в спектральной области $h\nu = 1-3$ кэВ в среднем меньше в сравнении с PZ-пинчем. При этом размеры источника не зависят от начальной погонной массы Х-пинча.

Тем не менее оба способа формирования источника рентгеновского излучения в указанном спектральном диапазоне позволяют получать рентгенографические изображения с пространственным разрешением ~ 10 мкм. Отметим, что на четкость изображения и, следовательно, пространственное разрешение в случае Х- и PZ-пинчей влияет не только размер источников, но во многом и их количество. Поскольку оба типа нагрузок изначально имеют цилиндрическую конфигурацию, когда формируется несколько источников рентгеновского излучения, они располагаются вдоль оси пинча и, как правило, радиально не смещены. Из-за этого проволоочки тест-объекта, расположенные параллельно оси пинча, на снимке видны четко, а изображения проволок, расположенных перпендикулярно, оказываются засвеченными соседним источником, смещенным вдоль оси пинча. Кроме того, может происходить наложение изображений, формируемых несколькими близко расположенными источниками, что также негативно сказывается на пространственном разрешении. Данное явление свойственно Х- и PZ-пинчам в диапазоне $h\nu = 1-3$ кэВ примерно в равной степени. Поэтому с точки зрения четкости теневых изображений в спектральном диапазоне $h\nu = 1-3$ кэВ между этими двумя способами формирования источника мягкого рентгеновского излучения наблюдается примерное равенство.

В заключение следует отметить, что оба способа получения источника мягкого рентгеновского излучения, описанные в работе, имеют высокий потенциал использования в радиографии. Возможно, более точный подбор начальной погонной массы пинча относительно параметров импульса тока генератора позволит снизить вероятность возникновения нескольких источников излучения. С этой точки зрения в отличие от PZ-пинча вариативность начальной погонной массы Х-пинча сильно ограничена набором проводников, имеющихся в наличии, при этом варьирование количества проводников приводит к слишком большому шагу погонной массы Х-пинча. С другой стороны, на выход рентгеновского излучения PZ-пинча оказывает большое влияние эрозия катода, из-за чего приходится со временем подстраивать задержку запуска основного генератора относительно запуска плазменного инжектора. Кроме того, радиограф на основе PZ-пинча подразумевает использование дополнительного накопителя энергии для питания плазменного инжектора, что несколько усложняет его конструкцию и обслуживание по сравнению с Х-пинчем. В то же время Х-пинч благодаря лучшей воспроизводимости параметров источника излучения от выстрела к выстрелу имеет преимущество, если требуется получить рентгенографическое изображение такого объекта, как взрывающийся проводник, который сгорает после каждого запуска генератора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artyomov A.P., Roussikh A.G., Fedunin A.V., et al. // J. Phys. Conf. Ser. – 2017. – V. 830. – P. 012038 (1–5).
2. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hammer D.A., et al. // JETP Lett. – 1995. – V. 61. – No. 8. – P. 638–644.
3. Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Lavrinovich I.V., et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2014. – V. 57. – No. 4. – P. 461–474.
4. Sinars D.B., Cuneo M.E., Bennett G.R., et al. // Rev. Sci. Instrum. – 2003. – V. 74. – No. 3. – P. 2202–2205.
5. Чайковский С.А., Артёмов А.П., Жарова Н.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 8. – С. 131–135.
6. Zakharov S.M., Ivanenkov G.V., Kolomenskii A.A. et al. // Sov. Tech. Phys. Lett. – 1982. – V. 8. – P. 1060–1063.
7. Andreev A.A., Bel'kov S.A., Platonov K.Yu., et al. // Opt. Spectrosc. – 2017. – V. 123. – No. 3. – P. 471–481.
8. Roussikh A.G., Shishlov A.V., Zhigalin A.S., et al. // Tech. Phys. – 2010. – V. 55. – No. 11. – P. 1619–1627.
9. Artyomov A.P., Labetskaya N.A., Fedunin A.V., and Chaikovsky S.A. // Bulletin of Lebedev Physics Inst. – 2010. – V. 37. – No. 6. – P. 31–34.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

³ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru;

Чайковский Станислав Анатольевич, д.ф.-м.н., директор ИЭФ УрО РАН, e-mail: stas-chaikovsky@yandex.ru;

Жигалин Александр Сергеевич, мл. науч. сотр., e-mail: zhigalin@ovpe2.hcei.tsc.ru;

Федюнин Анатолий Васильевич, науч. сотр., e-mail: fed@ovpe2.hcei.tsc.ru.

A.P. ARTYOMOV¹, A.G. ROUSSKIKH¹, V.I. ORESHKIN^{1,2}, S.A. CHAIKOVSKY^{1,3}, A.S. ZHIGALIN¹, A.V. FEDUNIN¹

X-RAY SOURCES ON THE BASE OF X- AND PZ-PINCHES

Analysis of X-ray sources characteristics obtained on the base of X- and PZ-pinch is presented. Experiments with X- and PZ-pinch were carried out on compact pulse power generator XPG (250 kA, 220 ns). The data about the sources size, duration, power and spectral characteristics of the X-ray radiation pulses were obtained. The X-pinch has a more stable source size and an X-ray yield from shot-to-shot, and also makes it possible to obtain radiographic images with a higher spatial resolution in comparison with the PZ-pinch, especially in the spectral region $h\nu > 3$ keV. At the same time an X-pinch wires burn out after each shot and after that it is necessary to open the generator vacuum chamber to install a new load. The plasma gun can stable works within of 30–100 shots depending on the cathode and the insulator materials. Thus, PZ-pinch allows you to make a set of radiographic images with high spatial resolution without necessary to open generator vacuum chamber after each shot. It makes PZ-pinch a good alternative of the X-pinch in the X-ray pulse radiography.

Keywords: pulse radiography, soft X-ray radiation, vacuum arc discharge, Z-pinch, X-pinch, dense high-temperature plasma.

УДК 533.9.08

*А.С. ЖИГАЛИН¹, А.Г. РУССКИХ¹, В.И. ОРЕШКИН^{1,2}, А.П. АРТЁМОВ¹, Р.Б. БАКШТ³***РАДИОГРАФИЯ ВЗРЫВА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЫГ В ВАКУУМЕ***

Приводятся результаты экспериментов по взрыву алюминиевых фольг толщиной 6 мкм, при плотности тока через фольгу $(0.5-1) \cdot 10^8$ А/см². Эксперименты проводились на экспериментальном комплексе, включающем в себя двухкадровую систему импульсного зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Экспериментальный комплекс состоял из двух сильноточных генераторов XPG-1 и XPG-2 [7] (амплитуда тока до 250 кА, при фронте нарастания тока до 200 нс) и генератора WEG-2 с меньшим уровнем тока (амплитуда тока до 50 кА, при фронте нарастания тока 10 мкс). Генератор WEG-2 предназначен для взрыва исследуемой фольги. Напряжение зарядки генератора WEG-2 составляло от 15 до 25 кВ. Радиографы XPG-1 и XPG-2 использовались в диагностических целях для получения изображения взрывающейся фольги. В процессе экспериментов регистрировалось два последовательных изображения взрывающейся фольги, с задержкой между кадрами от 5 до 50 нс.

Ключевые слова: сильноточный генератор, X-пинч, электрический взрыв проводников.

Введение

Метастабильное состояние вещества возникает при его быстром нагреве до температур выше температуры фазового перехода в условиях подавления зародышей новой фазы [1]. При высоком уровне метастабильности разделение фаз происходит в виде зародышевого или спиноподобного распада [2, 3], свойства которых остаются слабо изученными при высокой плотности выделяемой или запасенной в веществе энергии. Механизм разделения фаз определяется кинетикой самопроизвольного структурирования материи с широким спектром приложений в физике, астрономии, биологии, материаловедении и различных технологиях. Это явление возникает в широком классе задач физики высоких плотностей энергии, механики и энергетики и имеет важное значение для развития технологий получения нанопорошков при электрическом взрыве металлических проводников, технологий поджига ракетных топлив, подавления парового взрыва, как критической стадии тяжелой аварии АЭС, критических и переходных явлений в многофазных потоках, технологиях микроэлектронно-механических систем и т.д.

Распад перегретой метастабильной жидкости достаточно хорошо изучен для жидкостей с температурой кипения, при нормальных условиях сравнимой с комнатной температурой [1]. Для жидких металлов, температура кипения которых составляет несколько тысяч градусов, такие данные крайне скудны. В то же время они важны при изучении таких процессов, как взрывная эмиссия [4], где при взрыве микроострий металл может растягиваться под действием электрических сил [5], при получении наноразмерных порошков [6] в процессе электрического взрыва проводников (ЭВП) и др. Данная работа посвящена исследованию распада метастабильного перегретого металла в процессе ЭВП.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состояла из двух сильноточных генераторов XPG-1 и XPG-2 [7] и генератора WEG-2 с меньшим уровнем тока. Генератор WEG-2, представляющий собой импульсный конденсатор с емкостью 250 нФ со встроенным управляемым разрядником высокого давления, предназначался для взрыва исследуемой фольги. В узле нагрузки каждого из сильноточных генераторов устанавливались X-пинчи, формирующие зондирующие импульсы излучения.

Генераторы XPG-1 и XPG-2 при работе на низкоиндуктивную нагрузку обеспечивают амплитуду импульса тока до 300 кА при времени нарастания 180 нс. Конструктивно генераторы представляют собой низкоиндуктивные конденсаторные батареи из четырех конденсаторов емкостью 250 нФ, соединенных параллельно и снабженных отдельным маршевым коммутатором. Каждый из сильноточных генераторов имел блок низковольтного запуска, триггерный сигнал с которого поступал на блок высоковольтного запуска. Блок высоковольтного запуска формировал сигнал

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 16-19-10142.

амплитудой 40 кВ с фронтом 15 нс, поступающий на маршевые коммутаторы генератора. Блок низковольтного запуска может коммутироваться вручную или с помощью запускающего сигнала от внешнего генератора синхронизации, в качестве которого использовался шестиканальный оптоволоконный генератор задержек DPG (Digital Pulse Generator) с шагом дискретизации в 25 нс.

При использовании вакуумных камер сильноточных генераторов в обычной геометрии возникает проблема, не позволяющая получить нам необходимый коэффициент увеличения исследуемого объекта из-за того, что габариты самих генераторов не позволяют сдвинуть вакуумные камеры на достаточно близкие расстояния. Для решения данной проблемы были разработаны и изготовлены выносные камеры генераторов тока XPG-1 и XPG-2 с линией подвода тока на основе набора из 75 коаксиальных кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом и длиной около метра. Данное усовершенствование системы подвода тока генератора к нагрузке не вносит существенной дополнительной индуктивности в контур генератора, но позволяют значительно расширить наши возможности.

Исследуемая металлическая фольга длиной 2 см, толщиной 6 мкм и шириной 1 мм припаивалась к электродам специальной оправки и вместе с оправкой вставлялась в изолированную вакуумную камеру с подведенными электродами генератора WEG-2. При срабатывании генератора WEG-2 через исследуемую фольгу начинал протекать ток. Для определения величины вложенной во взрываемую фольгу энергии мы проводили измерение производной тока, протекающего в цепи генератора WEG-2, и падение напряжения на участке цепи, где располагалась взрываемая фольга. После того как в цепи генератора WEG-2 начинал протекать ток, мы запускали генератор XPG-1 с некоторой, выбранной нами, задержкой. Задержка между срабатыванием генератора WEG-2 и XPG-1 варьировалась и составляла от 300 до 1200 нс. Генератор XPG-2 срабатывал после XPG-1. Задержка между срабатыванием генераторов XPG-1 и XPG-2 также варьировалась и составляла от 5 до 50 нс.

При срабатывании генераторов XPG-1 и XPG-2 в месте перекрещивания проводников X-пинча (четыре молибденовые проволоки диаметром 25 мкм) возникали короткие вспышки рентгеновского излучения [7]. Излучение обоих X-пинчей проходило через камеру с взрываемой фольгой и далее выводилось в фотокамеру. Для регистрации изображения взрывающейся фольги в диапазоне энергий квантов излучения $h\nu > 0.8$ кэВ использовалась плёнка «Микрат-300», находящаяся за фильтром. Данные фильтры состояли из алюминизированного кимфойла (толщина кимфойла 4 мкм и толщина напыленного алюминия 0.4 мкм). Непосредственно за пленкой «Микрат-300» располагалась фотопленка РФ-3, которая регистрировала изображение фольги в диапазоне $h\nu > 3$ кэВ. Расстояние от X-пинчей до взрывающегося проводника составляло 16 см. Расстояние от взрывающегося проводника до фотопленки составляло 173 см, то есть коэффициент увеличения проекционной схемы был равен 10.8.

Для определения момента появления вспышек рентгеновского излучения (т.е. момента регистрации изображения взрывающегося проводника) мы использовали вакуумные рентгеновские диоды (БРД), которые располагались за составными фильтрами, состоящими из 0.4 мкм алюминия, 4 мкм кимфойла и 6 мкм полипропиленовой пленки. Такой детектор чувствителен к квантам с энергией $h\nu > 750$ эВ. Сигналы датчиков регистрировались осциллографом TDS-3054C (Tektronix, Inc., Oregon, USA) с рабочей полосой 500 МГц. Осциллограммы импульсов тока генераторов XPG-1 и XPG-2 регистрировались с помощью поясов Роговского.

Взрыв алюминиевой фольги

В экспериментах использовались алюминиевые фольги с одинаковой длиной равной (20 ± 0.5) мм, толщиной 6 мкм и шириной 1 мм. Напряжение зарядки конденсатора генератора WEG-2 составляло 20 кВ. На рис. 1 приведены типичные осциллограммы напряжения на участке цепи, где располагался взрываемый проводник, ток, протекающий по нему, и число появляющихся пузырьков на 1 мм^2 поверхности фольги.

Вертикальные пунктирные линии на рис. 1 указывают на момент пика напряжения на фольге и момент вскипания алюминиевой фольги. Как видно из рис. 1, время вскипания (распада) метастабильной жидкости не совпадает со временем развития шунтирующего пробоя (время коллапса напряжения). Эту задержку можно интерпретировать как верхний предел времени распада метастабильного состояния. Экспериментально зарегистрированная минимальная задержка от момента возникновения пробоя до момента вскипания алюминиевой фольги составила 110 нс (рис. 1).

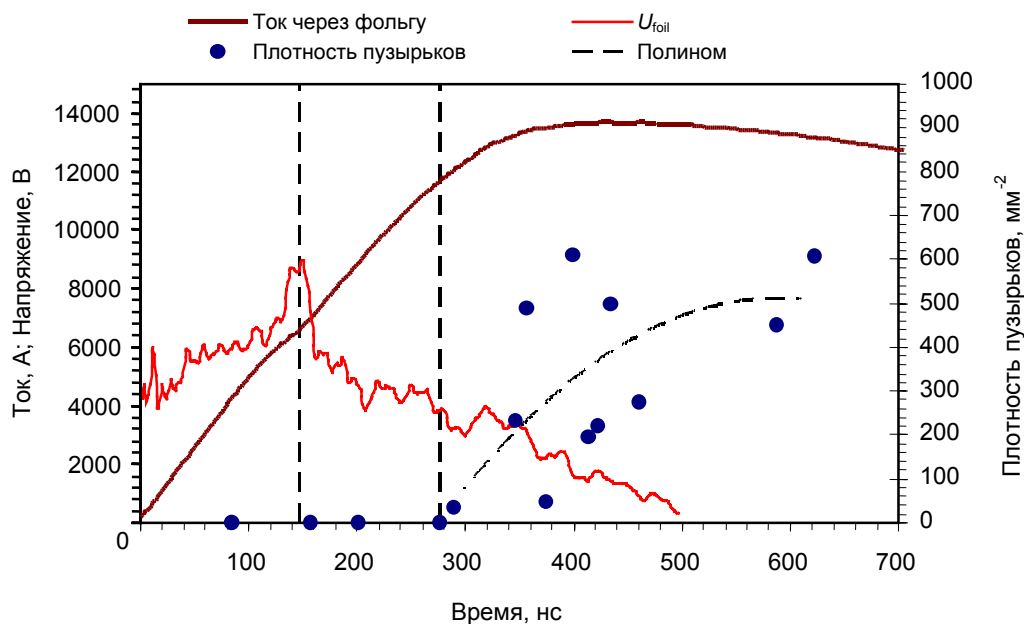


Рис. 1. Осциллограммы тока через взрываемый проводник, напряжения на участке цепи, где располагалась взрываемая фольга, и зависимость удельного количества пузырьков от времени. Вертикальные пунктирные линии указывают на момент пика напряжения на фольге и момент вскипания алюминиевой фольги

Максимальное напряжение на проводнике составляло 8–10 кВ и достигалось через 150–200 нс после начала импульса тока. К этому моменту времени в фольгу вкладывалась энергия 5–5.8 кДж/г, что составляет 46–54 % от энергии сублимации алюминия. В это время вокруг проводника образуется низкоплотная «шуба», состоящая из десорбированного с поверхности металла газа и паров самого металла, проводимость которой быстро растет, а объем увеличивается. Рост проводимости и объема низкоплотной «шубы» приводит к тому, что ток генератора переключается на нее, а падение напряжения на участке цепи, где располагается фольга, резко снижается (рис. 1). После переключения тока на низкоплотные слои «шуба» начинает разлетаться со скоростью $(0.2\text{--}1) \cdot 10^7$ см/с, а энерговклад в вещество зерна (в металл) прекращается. Ток, протекающий по фольге в момент, близкий к возникновению шунтирующего пробоя, лежит в пределах 6–7 кА.

После переключения тока из фольги на низкоплотную «шубу» магнитное давление на ее поверхности резко уменьшается, а вещество фольги, расширяясь, попадает в область метастабильного состояния – «перегретая жидкость».

На рис. 2 приведены типичные изображения взрывающейся алюминиевой фольги на двух последовательных кадрах, время задержки между кадрами составляло 39 нс. Анализируя данные изображения, можно отметить, что максимальный размер образующихся пузырьков не превышает 12 мкм (2 толщины фольги). Время формирования пузырей не превышает времени задержки между кадрами, поскольку на увеличенном фрагменте изображения *a1* на рис. 2 пузырьков еще нет, а на *a2* уже есть. Из рис. 2 также видно, что в процессе взрыва на границе фольги происходит развитие желобковой магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости. Ее рост происходит под действием давления магнитного поля, пропорционального квадрату его индукции, которое в данной геометрии на краю фольги приблизительно в 2 раза больше, чем в центре. Размер граничных областей, в которых происходит развитие МГД-неустойчивости, совпадает с характерным размером неоднородности магнитного поля. Кроме того, топология магнитного поля такова, что в центре фольги по мере удаления от ее поверхности магнитное поле остается постоянным, в то время как на краю оно спадает обратно пропорционально расстоянию от фольги. Это также приводит к преимущественному росту МГД-неустойчивостей именно на краю фольги. В центре фольги неустойчивости не возникают и вскипание обусловлено распадом перегретого метастабильного металла.

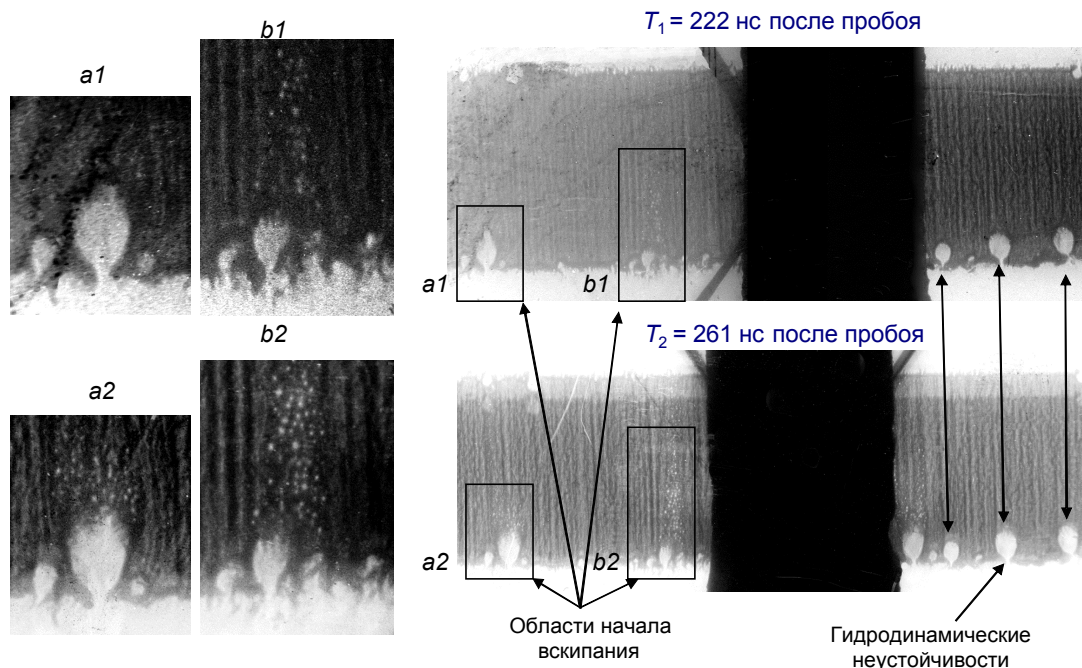


Рис. 2. Изображение взрывающейся алюминиевой фольги на двух последовательных кадрах. Время задержки между кадрами 39 нс. Выстрел № 10

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипов В. П. // Метастабильная жидкость. – М.: Наука, 1972. – 312 с.
2. Kuznetsov V.V., Oreshkin V.I., Zhigalin A.S., et al. // J. Eng. Thermophys. – 2011. – V. 20. – No. 3. – P. 240–248.
3. Куксин А. Ю., Норман Г. Э., Стегайлов В. В. // Теплофизика высоких температур. – 2007. – Т. 45. – № 1. – С. 43–55.
4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 13. – Вып. 1. – С. 7–10.
5. Воробьев В. С., Малышенко С. П., Ткаченко С. И. // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т. 43. – № 6. – С. 905–918.
6. Sedoy V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27. – No. 4. – P. 845–850.
7. Artyomov A.P., Fedyunin A.V., Chaikovsky S.A., et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2013. – V. 56. – No. 1. – P. 66–71.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

³ Тель-Авивский университет, г. Тель-Авив, Израиль

A.S. ZHIGALIN¹, A.G. ROUSSKIKH¹, V.I. ORESHKIN^{1,2}, A. P. ARTYOMOV¹, R. B. BAKSHT³

RADIOGRAPHY OF THIN METALLIC FOILS EXPLOSION IN VACUUM

This paper presents the experimental results of the explosion of thin metal Al foils at a current density of $(0.5-1) \cdot 10^8$ A/cm². This work is a continuation of Ref.1, with a better temporal resolution. The experiments were carried out on the experimental complex that includes: XPG-1 and XPG-2 high-current generators [2] (the current pulse amplitude up to 250 kA, the rise time of 180 ns), WEG-2 generator [3] (the current pulse amplitude up to 50 kA, the rise time of 300 ns) and two-frame soft X-ray backlighting. The WEG-2 generator was used to explode the investigated foil. Charge voltage of the WEG-2 generator was 20 kV. The XPG-1 and XPG-2 radiographs were used to obtain the exploding foil image. During the experiments, two successive frames of the exploding foil were recorded, with a delay between frames from 5 to 50 ns.

Keywords: current generator, X-pinch, electric explosion of conductors.

УДК 621.386.8

А.Г. РУССКИХ¹, А.В. ФЕДЮНИН¹, А.П. АРТЁМОВ¹, А.С. ЖИГАЛИН¹, В.И. ОРЕШКИН^{1,2}**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭРОЗИИ АЛЮМИНИЕВОГО КАТОДА ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НА ОСНОВЕ РАДИОГРАФИЧЕСКИХ ДАННЫХ***

Работа посвящена количественному описанию эрозии алюминиевого катода при горении вакуумного дугового разряда. Расчет эрозии алюминиевого катода с учетом величины тока дугового разряда основывается на экспериментальных данных, полученных с помощью электрофизических и радиографических методов. Результаты моделирования сравниваются с количественными оценками распределения погонной плотности испаренного вещества катода, полученными в ходе радиографических исследований плазменного факела вакуумного дугового разряда. Эксперименты по радиографии проводились на установке ИМРИ-5 с амплитудой тока дугового разряда в диапазоне 300–350 кА. Ток дугового разряда представлял собой затухающую синусоиду с полупериодом 1.35 мкс. Компактный импульсный рентгеновский радиограф на основе X-пинча представлял собой установку, разработанную и созданную в ИСЭ СО РАН, которая позволяет проводить радиографические исследования быстроизменяющихся плазменных объектов в мягком рентгеновском спектральном диапазоне ($h\nu \approx 0.5\text{--}3$ кэВ).

Ключевые слова: X-пинч, PZ-пинч, вакуумный дуговой разряд, радиография.

Введение

Одним из многочисленных применений вакуумного дугового разряда является использование испаренного материала катода в качестве рабочего вещества для Z- и PZ-пинчей [1, 2]. Одним из основных параметров, определяющих динамику имплозии пинчей, является масса вещества, участвующая в сжатии пинча. Традиционным методом оценки массы является ноль-мерный расчет, основанный на знании протекающего тока и момента сжатия пинча. Однако основным фактором неопределенности таких оценок является незнание начального диаметра сжимающегося Z-пинча. В связи с этим, нами была предпринята попытка определения массы плазменной струи дугового разряда прямым методом, основанным на использовании импульсной рентгеновской радиографии, основным элементом которой являлся источник зондирующего рентгеновского излучения на основе X-пинча [3–5].

Постановка эксперимента

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе ИМРИ-5 (450 кА, 450 нс). Нагрузкой генератора ИМРИ-5 являлась плазменная пушка с алюминиевым катодом (рис. 1). Диаметр алюминиевого катода составлял 3 и 7 мм. При горении вакуумного дугового разряда формировалась струя плазмы, распространяющаяся вдоль оси катода. Вакуумный дуговой разряд инициировался при самопробое вдоль торцевой поверхности полиэтиленового изолятора толщиной 2.5 мм. Вокруг плазменной струи на диаметре 6 см располагался стержневой (четыре стержня диаметром 1 см) обратный токопровод высотой 3 см с торцевым фланцем, на который могла замыкаться часть тока.

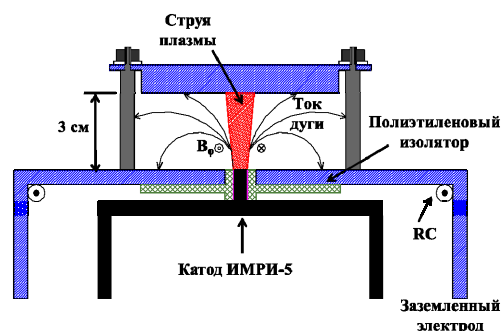


Рис. 1. Схема эксперимента. RC – пояс Роговского

* Работа поддержана РФФИ, грантами № 17-08-00131-а, 18-19-10142-а и проектом «Фазовые переходы в термофизике и в физике высоких плотностей энергии» комплексной Программы фундаментальных научных исследований СО РАН.

Диагностика

Ток дуги измерялся с помощью пояса Роговского (1040 витков, нагруженных на шунт с сопротивлением $r_{sh1} = 0.196 \text{ Ом}$). Исследование структуры плазменной струи проводилось при помощи радиографа, точечным источником рентгеновского излучения в котором являлся Х-пинч. Х-пинч представлял собой четыре молибденовые проволоочки диаметром 25 мкм, скрученные в виде буквы Х. Источником питания для Х-пинча являлся компактный импульсный низкоиндуктивный генератор тока КИНГ (250 кА, 220 нс) [6]. Коэффициент увеличения радиографического изображения плазменной струи был равен 1.48. Метод радиографии плазменной струи схематично показан на рис. 2, а.

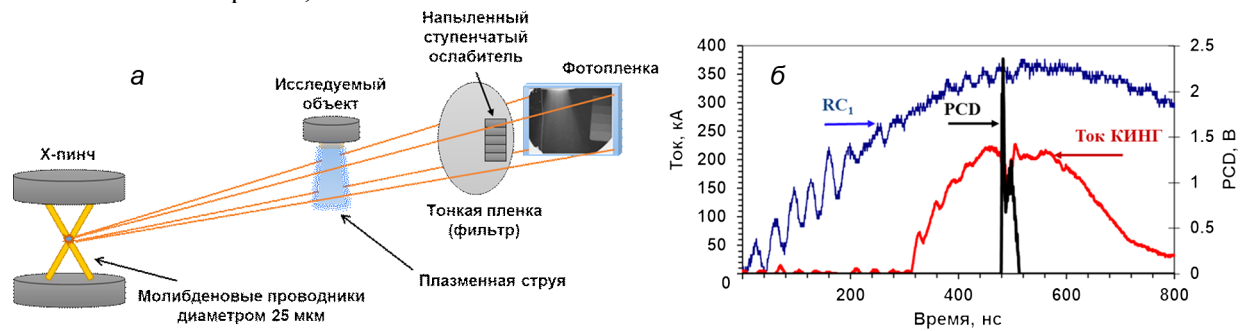


Рис. 2. Схема метода радиографии плазменной струи (а). Типичные осциллограммы токов генератора ИМРИ-5 и КИНГ, а также сигнала PCD (б)

Радиографические изображения плазменного потока регистрировались на фотопленку Микрат-ОРТО. Для защиты фотопленки от видимого излучения, как исследуемой плазмы, так и Х-пинча использовался фильтр из алюминия толщиной 0.4 мкм напыленный на пленку из Кимфойла толщиной 4 мкм. В экспериментах регистрировалось одновременно два рентгенографических изображения: первое – это изображение исследуемой плазменной струи и второе – это изображение ступенчатого ослабителя (рис. 2, а). Алюминиевый ступенчатый ослабитель был нанесен на полипропиленовую пленку толщиной 6 мкм методом магнетронного напыления. Ступенчатый ослабитель имел толщину ступеней 0.25, 0.5, 0.75, 1 и 1.25 мкм.

Ток, протекающий через Х-пинч, измерялся поясом Роговского. Момент появления вспышки рентгеновского излучения радиографа регистрировалось при помощи алмазного датчика излучения PCD (Alameda Applied Sciences Corporation), расположенного за фильтром из алюминия толщиной 5 мкм на расстоянии 30 см от Х-пинча. Чувствительность PCD, равная $5.5 \cdot 10^{-4} \text{ А/Вт}$, лежит в интервале энергии квантов $h\nu = 100 \text{ эВ} - 5 \text{ кэВ}$. Временная задержка между срабатыванием генератора тока ИМРИ-5 и КИНГ могла варьироваться при помощи внешнего задающего генератора запускающих импульсов. Типичные осциллограммы токов генератора ИМРИ-5 и КИНГ, а также сигнала PCD представлены на рис. 2, б.

Известно, что плотность почернения пленки D характеризует оптическую плотность среды, которая пропорциональна интенсивности излучения I , прошедшего через вещество толщиной h :

$$D \propto I \propto I_0 \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot h}, \quad (1)$$

где ρ и μ – плотность и коэффициент поглощения исследуемого вещества соответственно. Для областей, где оптическая плотность плазмы D_{pl} равна оптической плотности ступенчатого ослабителя D_{sw} , мы можем записать следующее равенство:

$$\rho_{pl} \cdot h_{pl} = \rho_{sw} \cdot h_{sw}, \quad (2)$$

где h_{pl} и ρ_{pl} – толщина слоя и усредненная плотность поглощающего вещества соответственно, а h_{sw} и ρ_{sw} – толщина и плотность ступенчатого ослабителя.

Сравнивая плотность почернения радиографического изображения плазменной струи и ступенчатого ослабителя, мы можем охарактеризовать количество вещества на единицу площади, через которое прошло зондирующее излучение. Для удобства обработки радиографических изображений функциональная связь между величиной $\rho_{sw} \cdot h_{sw}$ и плотностью почернения D_{film} записывалась в виде простого полинома второй степени:

$$\rho \cdot h(D_{film}) = a \cdot D_{film}^2 + b \cdot D_{film} + c, \quad (3)$$

где коэффициенты a , b , и c определяются интенсивностью рентгеновского излучения и его спектром. Поскольку и то и другое может изменяться от выстрела к выстрелу, данные коэффициенты определялись для каждого выстрела отдельно. Распределение плотности почернения $D_{\text{film}}(r)$ поперек радиографического изображения плазменной струи определялось в нескольких сечениях на разных расстояниях от поверхности катода дуги (с шагом 1 мм). Ширина прописи составляла 0.1 мм. Линейная масса каждого из плазменных слоев рассчитывалась интегрированием произведения поверхностной плотности и толщины поглощающего слоя по радиусу с учетом выражения (3):

$$m_p = 2 \int_0^R \rho \cdot h(r) dr. \quad (4)$$

Результаты проведенных измерений

На рис. 3 представлен пример рентгенографического изображения плазменной струи, которое было получено на $t_{\text{рег}} = 850$ нс после начала протекания тока ИМРИ-5. На этом же рисунке показаны примеры распределений удельной плотности вещества и линейной массы плазменной струи в различных сечениях. Позиции, обозначенные как $Z = 2-5$ мм, показывают месторасположение плоскостей, в которых производилось определение распределения удельной плотности вещества и линейной массы плазменной струи.

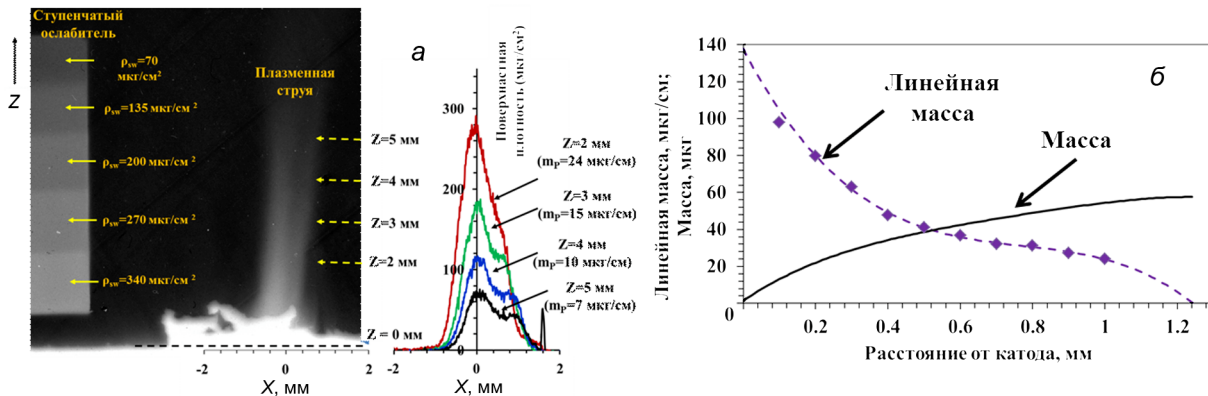


Рис. 3. Рентгенографическое изображение плазменной струи (а); распределение линейной массы вдоль оси плазменной струи и её суммарная масса, полученные на $t_{\text{рег}} = 850$ нс от начала протекания тока ИМРИ-5 (б)

В расчетах брались только те значения поверхностной плотности плазменной струи, величина которых лежала в интервале 20–340 мкг/см². Данный интервал величин определялся диапазоном калиброванных значений, соответствующих минимальному и максимальному значению поверхностной плотности ступенчатого ослабителя. Полученные в различных сечениях значения линейной массы плазменной струи описывались полиномом третьей степени. Полученная функциональная зависимость линейной массы от расстояния интегрировалась по всей длине плазменной дуги (рис. 3, б) и таким образом определялась общая масса плазмы. Полученные таким образом массы плазменной струи M_{pl} для разных моментов времени и для различных диаметров катода (совместно с осциллограммой тока дуги) показаны на рис. 4.

Обсуждение полученных результатов

Кривая I на рис. 4 соответствует массе испаренного вещества катода, рассчитанной по формуле

$$M_{\text{pl}} = \gamma \int_0^t I(t) dt, \quad (5)$$

где величина ионной эрозии $\gamma_0 = 15$ мкг/Кл [7].

Из рис. 4 видно, что если испарение вещества дуги происходит в соответствии с табличным значением коэффициента ионной эрозии $\gamma = \gamma_0 = 15$ мкг/Кл, то наблюдается явное несоответствие

рассчитанной и реально обнаруженной массой испаренного вещества катода. Для того чтобы получить соответствие рассчитанной и экспериментально полученной массы плазменной струи, необходимо допустить, что коэффициент ионной эрозии γ растет с увеличением плотности заряда, протекшего через испаряемый катод. Хорошее соответствие эксперимента и расчета (кривые 2 и 3 на рис. 4) достигается при значениях γ :

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 + k \frac{Q}{S} \right), \quad (6)$$

где Q – заряд, протекший на момент регистрации, Кл; $S = \pi(D_c^2 - (D_c - \Delta)^2)$ – площадь внешней кромки торца катода шириной $\Delta = 1$ мм, мм²; $k = 571$ – подгоночный коэффициент, имеющий размерность мм²/Кл.

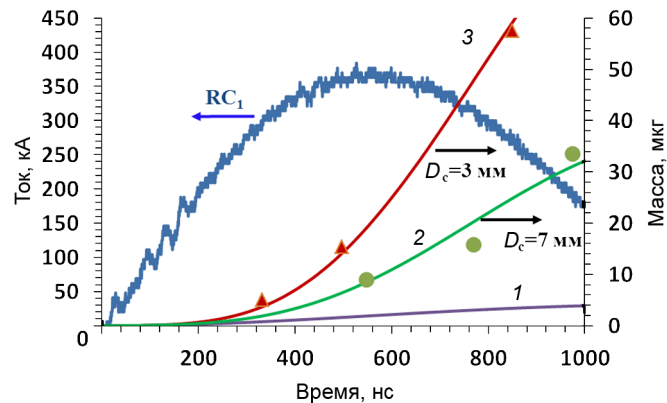


Рис. 4. Ток дуги и значения общей массы плазменной струи в различные моменты времени для алюминиевых катодов диаметром $D_c = 3$ и 7 мм. Кривые 2 и 3 получены при значениях коэффициента ионной эрозии катода γ , рассчитанной в соответствии с формулой (6)

Поскольку масса плазмы, рассчитанная в соответствии с выражениями (5) и (6), достаточно хорошо описывает полученные экспериментальные результаты для двух различных диаметров катода, то, по всей видимости, данный подход может быть использован и для более широкого круга экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Russkikh A.G., Shishlov A.V., Zhigalin A.S., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – V. 20. – P. 035011.
2. Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., et al. // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – P. 052701.
3. Zaharov S.M., Ivanenkov G.V., Kolomensky A.A., et al. // Sov. Tech. Phys. Lett. – 1982. – V. 8. – P. 456.
4. Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., and Blinov P.I. // J. Exp. Theor. Phys. Lett. – 2008. – V. 87. – Iss. 7. – P. 364–370.
5. Pikuz S.A., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89. – P. 035003(4).
6. Artyomov A.P., Fedyunin A.V., Chaikovsky S.A., et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2013. – V. 56. – No. 1. – P. 66–71.
7. Anders A., Oks E.M., Yushkov G.Yu., et al. // IEEE Tans. Plasma Sci. – 2005. – V. 33. – No. 5.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

A.G. ROUSSKIKH¹, A.V. FEDYUNIN¹, A.P. ARTYOMOV¹, A.S. ZHIGALIN¹, V.I. ORESHKIN^{1,2}

DEVELOPMENT OF MODEL OF THE VACUUM ARC CATHODE EROSION BASED ON RADIOGRAPHIC INVESTIGATION

The work is devoted to a quantitative description of the aluminum cathode erosion during the vacuum arc discharge burning. The model development is based on experimental data obtained by means of electrophysical and radiographic methods. The results of the simulation are compared with the quantitative estimates of the distribution of the cathode vapor linear density obtained with radiographic investigations of the vacuum arc plasma jet. Experiments on radiography were carried out at the IMRI-5 current generator with the amplitude of the arc discharge current in the range of 300–350 kA. The current of the arc discharge was a damped sinusoid with a half-period of 1.35 μ s. A compact pulsed x-ray radiograph based on the X-pinch is a device developed in HCEI SBRAS, which allows radiographic studies of rapidly changing plasma objects in the soft X-ray spectral range ($h\nu \approx 0.5$ –3 keV).

Keywords: *X-pinch, PZ-pinch, vacuum arc discharge, radiography.*

УДК 621.386.8

А.Г. РУССКИХ¹, А.В. ФЕДЮНИН¹, А.П. АРТЁМОВ¹, А.С. ЖИГАЛИН¹, В.И. ОРЕШКИН^{1,2}, В.В. ДАНИЛОВ³,
М.А. ХОЛОПОВ³, В.В. КУРКУЧЕКОВ³, А.С. ПОПОВ³, М.Г. АТЛУХАНОВ³, А.В. БУРДАКОВ³, С.С. ПОПОВ³,
Ю.А. ТРУНЕВ³, Д.И. СКОВОРОДИН³

РАДИОГРАФ PR-PZP-M1 НА ОСНОВЕ PZ-ПИНЧА*

Работа посвящена описанию характеристик созданного в ИСЭ СО РАН компактного импульсного рентгеновского радиографа PR-PZP-M1. Радиограф PR-PZP-M1 предназначен для исследования быстроизменяющихся плазменных объектов в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu \approx 0.5\text{--}3$ кэВ). Источником импульсного тока радиографа служит разработанный в ИСЭ СО РАН компактный импульсный наносекундный генератор КИНГ, который занимает площадь 0.5 м^2 . При зарядном напряжении 43 кВ ток генератора через плазменную нагрузку составляет 210 кА, при времени нарастания тока 220–225 нс. Источником излучения радиографа служит миниатюрный Z-пинч (Point Z-Pinch), который формируется при сжатии струи плазмы вакуумного дугового разряда током КИНГ. В спектральном диапазоне 3–4 кэВ вспышка излучения имеет длительность 2–3 нс, при этом размер источника излучения составляет 10–12 мкм. Достигнута засветка фотопленок с плотностью почернения пленки $D = 1$ марки «Микрат» или РФ-3 на расстоянии 100 см в спектральном диапазоне 1–3 кэВ в течение 30 выстрелов без переборки узла инжектора. При использовании прямой схемы теневого зондирования удается получать снимки с микронным пространственным (за счет малости размеров источника излучения) и наносекундным временным разрешениями.

Ключевые слова: X-пинч, PZ-пинч, вакуумный дуговой разряд, радиография.

Введение

В 80-х годах XX века в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (Россия) был предложен способ получения высокотемпературной плотной плазмы с помощью электрического взрыва перекрещивающихся проволочек [1]. Эксперименты показали, что в области перекрестия проволочек формируется источник излучения, который в настоящее время является одним из самых ярких лабораторных источников излучения в мягком рентгеновском диапазоне (1–10 кэВ) [2, 3]. Уникальные параметры источника (микронные размеры и пикосекундная длительность [4, 5]), получившего название X-пинч, делают его незаменимым для использования в проекционной рентгенографии. В настоящее время хорошо развиты как способы регистрации излучения самого X-пинча, так и способы формирования изображения зондируемого объекта. Зондирование плазменных лайнеров излучением X-пинча позволило продвинуться в понимании таких явлений, как «холодный старт» и «плазменный ливень» при магнитном сжатии многопроволочных сборок [6], процесса образования страт при электрическом взрыве проводников [7] и др.

Известно, что для работы X-пинча необходимо, чтобы амплитуда импульса тока была не менее 150–300 кА при времени его нарастания не более 150–250 нс. Еще недавно такие параметры импульса тока обеспечивали лишь громоздкие стационарные генераторы весом от 300 кг до нескольких тонн [3, 6, 8, 9]. В последние годы проявляется большой интерес к малогабаритным генераторам, позволяющим создавать мобильные диагностические системы для радиографии.

Наряду с традиционным подходом к использованию рентгеновских радиографов на основе X-пинча в ИСЭ СО РАН был разработан и опробован подход создания точечного рентгеновского источника на основе использования миниатюрной плазменной струи из различных металлов, позволяющий заменить традиционный X-пинч на PZ-пинч (Point Z-пинч) [10, 11]. Основным преимуществом нового подхода является возможность многократного зондирования исследуемого объекта без вскрытия вакуумной камеры. Было показано, что размер рентгеновского источника в спектральном диапазоне 1–3 кэВ при использовании оловянной плазменной струи составляет 7 мкм в диаметре и 15 мкм в высоту. Для широкого круга задач разрешающая способность такого типа радиографа вполне достаточна, хотя, возможно, и уступает радиографам на основе X-пинча.

* Работа поддержана РФФИ, грантами № 17-08-00131-а, 18-19-10142-а и проектом «Фазовые переходы в термофизике и в физике высоких плотностей энергии» комплексной Программы фундаментальных научных исследований СО РАН.

Компактный импульсный наносекундный генератор КИНГ

КИНГ представляет собой конденсаторную батарею, состоящую из четырех конденсаторов НСЕIсар 60–0.25, каждый из которых укомплектован собственным разрядником. Объем активной части и плотность энергии конденсатора составляют 1.5 л. и 210 Дж/л соответственно. Для зарядки конденсаторов от высоковольтного источника каждый конденсатор соединен с высоковольтным вводом через зарядный резистор. Низкоиндуктивные коммутаторы, расположенные внутри каждого из конденсаторов, представляют собой трехэлектродные разрядники с искажением поля, работающие при повышенном давлении осушенного воздуха (до 6 атм), что за счет оптимизации зазоров обеспечивает малые потери энергии при коммутации (не более 20 %) и низкую индуктивность. Управляющий электрод каждого разрядника соединен с нижним плечом высоковольтного делителя напряжения ($U = 1/3 U_3$), размещенного внутри корпуса блока высоковольтного запуска. Для обеспечения повышенного давления осушенного воздуха внутри разрядников все разрядники подключены к газовой системе. Вся конструкция помещается в герметичный бак, заполненный трансформаторным маслом. Базовый блок КИНГ устанавливается на стол регулируемой высоты. Длина стола составляет 1 м, ширина – 0.5 м. Внутри стола устанавливается блок высоковольтного запуска и манометрическая система подачи осушенного воздуха. Запуск КИНГ обеспечивается блоком высоковольтного запуска от одного из каналов задающего генератора с задержкой (от запускающего импульса до начала тока генератора) не более 300 нс с разбросом не более 20 нс. Изображение КИНГ приведено на рис. 1.



Рис. 1. Фотография КИНГ

Гибкая передающая линия с узлом нагрузки

Гибкая передающая линия представляет собой жгут из 82 кабелей РК-50-3-13, соединённых с одной стороны с КИНГом, а с другой стороны с узлом нагрузки. Для защиты гибкой передающей линии от срабатывания генератора в режиме холостого хода на выходе генератора смонтирован неуправляемый разрядник, который срабатывает при превышении напряжения 20 кВ. Изображение гибкой передающей линии с узлом нагрузки приведено на рис. 2.

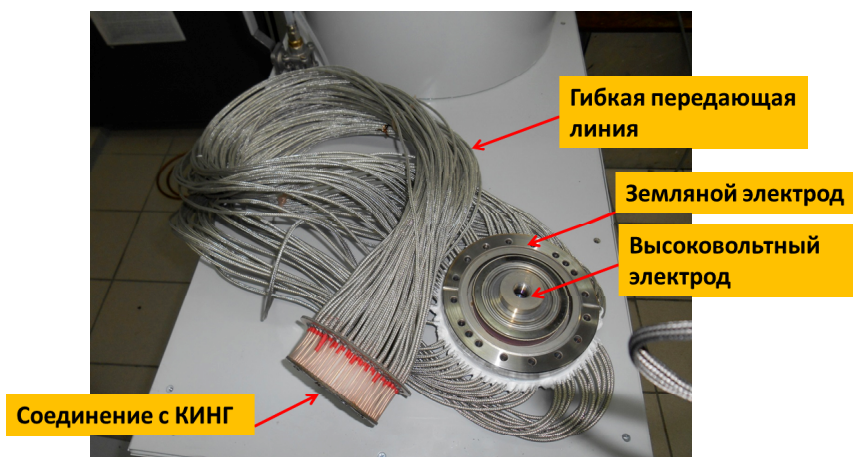


Рис. 2. Гибкая передающая линия с узлом нагрузки

Узел нагрузки

Узел нагрузки радиографа представляет собой фланец с высоковольтным конусным электродом, который подстыковывается к вакуумной камере с конусным обратным токопроводом (рис. 3). На торце конусного обратного токопровода размещена плазменная пушка, инжестирующая плазменную струю в межэлектродный промежуток блока нагрузки. Плазменный инжектор обеспечивает формирование плазменной струи, состав которой определяется материалом катода инжектора, с погонной массой, достаточной для сжатия струи на фронте тока КИНГ (оптимальный режим

излучения обеспечивается при сжатии на 100–120 нс после начала протекания тока генератора). Область рентгеновского излучения находится посередине межэлектродного промежутка высотой 1.3 мм. Гибкая передающая линия 1 распаивается между двумя фольгированными стеклотекстолитовыми пластинами 2 и 3, которые крепятся на земляном и высоковольтном электроде соответственно. Керамический изолятор 4 разделяет вакуумную камеру и объем, заливаемый эпоксидной смолой. Конусный электрод 5 служит для подведения тока генератора к области сжатия плазменной струи, которая инжектируется через верхнюю молибденовую вставку 8. Нижняя молибденовая вставка с центральным отверстием диаметром 2 мм служит для отведения плазмы внутрь конусного высоковольтного электрода и, кроме того, препятствует активному плазмообразованию на поверхности высоковольтного электрода. Керамический изолятор 9 изолирует катод дугового разряда от земляного электрода, а сам катод плазменной пушки 10 служит для формирования плазменной струи. Плазменная пушка запитывается от генератора плазмы, который представляет собой конденсатор емкостью 5 мкФ, заряжаемый до 20 кВ, снабженный управляемым разрядником тригatronного типа. При изменении времени задержки между запуском генератора плазмы и генератора КИНГ изменяется время развития перетяжки и появления вспышки излучения.

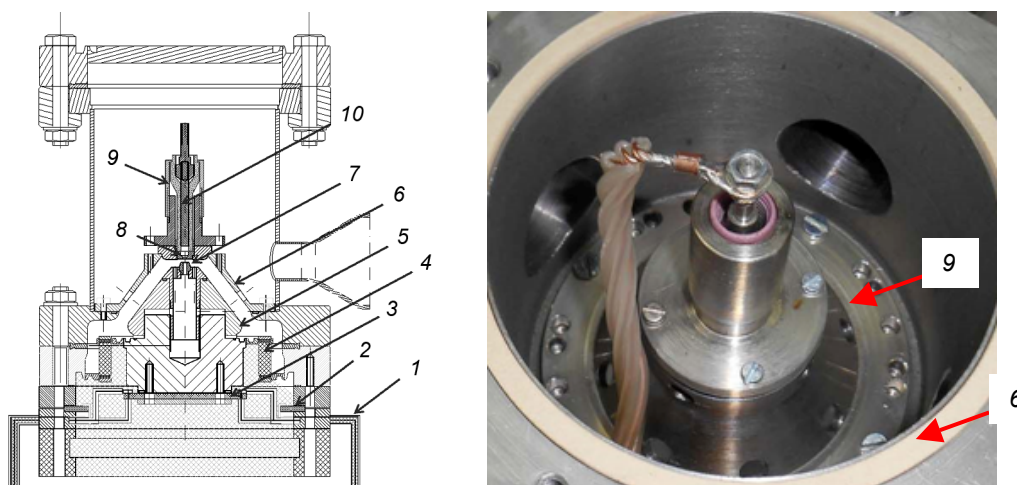


Рис. 3. Узел нагрузки: 1 – гибкая передающая линия; 2 – фольгированный стеклотекстолит для распайки оплетки кабелей РК50-3-13; 3 – фольгированный стеклотекстолит для распайки жил кабелей РК50-3-13; 4 – керамический изолятор; 5 – конусный высоковольтный электрод; 6 – конусный обратный токопровод; 7, 8 – молибденовые вставки; 9 – керамический изолятор плазменной пушки; 10 – катод плазменной пушки

Излучательные характеристики радиографа при использовании оловянного PZ-пинча

Для определения излучательных характеристик PZ-пинча с оловянным электродом (рис. 4) производилась регистрация изображения тестовой вольфрамовой сетки (диаметр проволочек 40 мкм) на фотопленку марки «Микрат» с коэффициентом увеличения 10. Перед фотопленкой располагался фильтр (каптон (5 мкм), алюминий (0.6 мкм) и кимфойл (6 мкм)), который отсекал излучение, спектр которого лежал до 1 кэВ. Мощность излучения измерялась с помощью вакуумного рентгеновского диода (ВРД) с алюминиевым фотокатодом. ВРД располагался за фильтром (алюминиевая фольга толщиной 7 мкм), что обеспечивало чувствительность детектора в области свыше 0.6 кэВ.

На рис. 4, а приведены амплитудные значения сигналов ВРД в зависимости от времени появления вспышки излучения и соответствующие им изображения тестового объекта. Из данного рисунка видно, что рабочим режимом можно считать такой режим, при котором время появления вспышки излучения составляет (150 ± 20) нс от начала тока генератора КИНГ. В данном режиме видны четкие изображения сетки из проводников диаметром 40 мкм. Но рис. 4, б приведено радиографическое изображение струи танталовой плазмы. Диаметр танталового электрода составлял 1 мм. Ток дуги 50 кА. Снимок получен через 1.5 мкс после начала протекания тока в дуге танталовой пушки (на максимуме тока дуги).

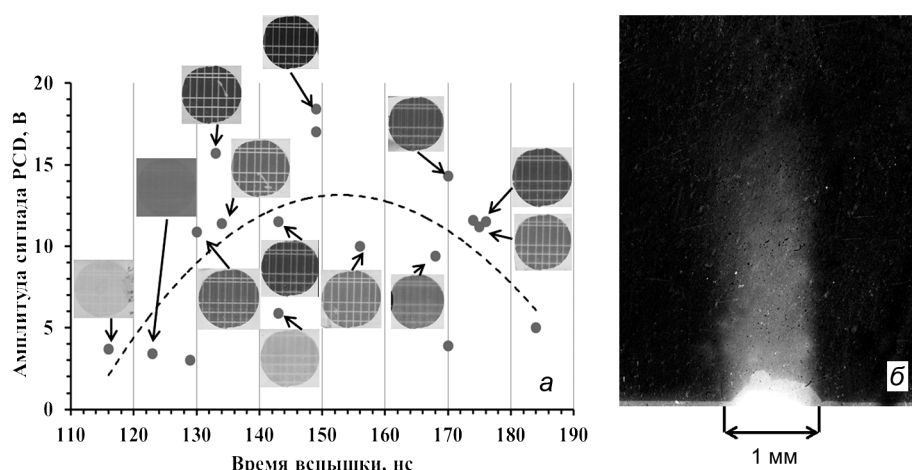


Рис. 4. Амплитудные значения сигналов ВРД в зависимости от времени появления вспышки излучения и соответствующие им изображения тестового объекта (а). Радиографическое изображение струи танталовой плазмы (б)

При работе с плазменным инжектором радиограф обеспечивает генерацию импульсов мягкого рентгеновского излучения длительностью 2–4 нс в спектральном диапазоне 1–3 кэВ в течение более 30 выстрелов без переборки узла инжектора при четкой засветке фотопленок марки «Микрат» или РФ-3 на расстоянии 100 см.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zaharov S.M., Ivanenkov G.V., Kolomensky A.A., et al. // Sov. Tech. Phys. Lett. – 1982. – V. 8. – P. 456.
2. Anan'ev S.S., Bakshaev Yu.L., and Blinov P.I. // J. Exp. Theor. Phys. Lett. – 2008. – V. 87. – Iss. 7. – P. 364–370.
3. Pikuz S.A., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89. – P. 035003(4).
4. Song B.M., Pikuz S.A., and Shelkovenko T.A. // Appl. Opt. – 2005. – V. 44(12). – P. 2349–2358.
5. Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Синарс Д.Б., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. – 2006. – V. 32(12). – P. 1106–1120.
6. Alexandrov V.V., Frolov I.N., and Fedulov M.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – V. 30. – P. 2.
7. Roussikh A.G., Oreshkin V.I., Chaikovsky S.A., et al. // Phys. Plasma. – 2008. – V. 15. – P. 102706.
8. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Douglass J.D., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2006. – V. 34. – P. 2336.
9. Douglass J.D. and Hammer D.A. // Rev. Sci. Instrum. – 2008. – V. 79. – P. 033503.
10. Roussikh A.G., Shishlov A.V., Zhigalin A.S., et al. // Tech. Phys. – 2010. – V. 55. – No. 11. – P. 1620–1628.
11. Russikh A.G., Shishlov A.V., Zhigalin A.S., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – V. 20. – P. 035011.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

³ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Русских Александр Геннадиевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. отдела высоких плотностей энергии, e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru;
Федюнин Анатолий Васильевич, ведущ. инженер отдела высоких плотностей энергии;
Артёмов Антон Петрович, мл. науч. сотр. отдела высоких плотностей энергии;
Жигалин Александр Сергеевич, мл. науч. сотр. отдела высоких плотностей энергии;
Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ;
Данилов Валерий Вячеславович, магистрант;
Холопов Михаил Анатольевич, ведущ. инженер-конструктор;
Куркучев Виктор Викторович, мл. науч. сотр.;
Попов Александр Сергеевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
Алтуханов Магомедризы Гаджимурадович, мл. науч. сотр.;
Бурдаков Александр Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зам. директора по научной работе;
Попов Сергей Сергеевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
Трунев Юрий Александрович, науч. сотр.;
Сковородин Дмитрий Иванович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.

*A.G. ROUSSKIKH¹, A.V. FEDYUNIN¹, A.P. ARTYOMOV¹, A.S. ZHIGALIN¹, V.I. ORESHKIN^{1,2}, V.V. DANILOV³,
M.A. HOLOPOV³, V.V. KURKUCHEKOV³, A.S. POPOV³, M.G. ALTUHANOV³, A.V. BURDAKOV³, S.S. POPOV³,
Yu.A. TRUTNEV³, D.I. SKOVORODIN³*

RADIOGRAPH PR-PZP-M1 BASED ON PZ-PINCH

The work is devoted to the description of a compact pulsed X-ray radiograph PR-PZP-M1 developed in the HCEI SB RAS. A compact pulsed facility PR-PZP-M1 allows for the radiography of fast-moving plasma objects in the soft X-ray spectral range ($h\nu \approx 0.5\text{--}3$ keV). The compact pulsed nanosecond generator (KING) occupying a laboratory area of 0.5 square meters, was designed based on low-inductance capacitor-switch assemblies. The low inductance circuit makes it possible to provide the generator current with an amplitude of 210 kA, with a rise time of 220–225 ns via a plasma load (with a charging voltage of 43 kV). The radiation source is a metal plasma jet with a longitudinal dimension of 1.3 mm compressed by the own magnetic field of the KING current (Point Z-Pinch). Investigation of the characteristics of the created radiograph showed that when working with a PZ-pinch in a spectral range of 3–4 keV, radiation pulses of duration 2–3 ns can be obtained, with the radiation source being 10–12 μm in size. A clear illumination of photographic film (film optical density $D = 1$) of the brand "Mikrat" or RF-3 at a distance of 100 cm in the spectral range of 1–3 keV for 30 shots without a opening of the injector assembly was achieved. With the help of a direct radiography scheme it was shown that, due to the small size of the radiation source, it is possible to obtain pictures of plasma and other objects with micron spatial and nanosecond temporal resolutions.

Keywords: *X-pinch, PZ-pinch, vacuum arc discharge, radiography.*

УДК 533.952

*Р.К. ЧЕРДИЗОВ¹, В.А. КОКШЕНЕВ¹, Н.Е. КУРМАЕВ¹, Ф.И. ФУРСОВ¹, А.В. ШИШЛОВ¹, Д. КЛИР², П. КУБЕШ²,
Й. КРАВАРИК², К. РЕЗАЧ², Я. ЦИХХАРДТ², В.А. ВАРЛАЧЕВ³, Г.Н. ДУДКИН³, В.Н. ПАДАЛКО³*

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ ГИТ-12 ПРИ ТОКЕ 3 МА*

Эксперименты с дейтериевыми газовыми лайнерами с внешней плазменной оболочкой при токах 3 МА проведены на генераторе ГИТ-12 (4.7 МА, 1.7 мкс) в ИСЭ СО РАН, г. Томск. В качестве нагрузки использовался однокаскадный дейтериевый лайнер. Газовая оболочка формировалась соплом диаметром 81 мм при инжектированной массе лайнера 60–80(±5) мкг/см. Внешняя плазменная оболочка массой 5 мкг/см состояла из ионов водорода и углерода и формировалась 48 плазменными пушками на диаметре 350 мм. Средний нейтронный выход составил $2 \cdot 10^{12}$ нейтронов/выстрел при токе 3 МА. При этом наблюдались нейтроны с энергией до 20 МэВ. Для регистрации нейтронного излучения применялись различные типы диагностики, такие, как времяпролетные детекторы сцинтилляционного типа, интегральные пузырьковые детекторы, детектор нейтронов активационного типа на основе серебра, а также γ -спектрометры (с кристаллами из германия и йодида натрия) вместе с активационными образцами из алюминия, меди, индия и ниобия. Использование данного комплекса диагностики нейтронов позволяет получать информацию о выходе и спектре нейтронного излучения независимыми диагностическими методами.

Ключевые слова: Z-пинч, дейтериевый газовый лайнер, нейтронное излучение, диагностика нейтронного излучения.

Введение

Исследования генерации нейтронов в Z-пинче начались ещё в 50-х годах XX столетия. За прошедшее время было опробовано множество конфигураций Z-пинчей, проведены эксперименты с различными типами нагрузок [1, 2].

На генераторе ГИТ-12 проводились эксперименты с различными конфигурациями дейтериевых газовых лайнеров [3, 4]. Начиная с 2013 г., в качестве нагрузки выбран однокаскадный дейтериевый газовый лайнер с внешней плазменной оболочкой, состоящей из ионов водорода и углерода. Внешняя плазменная оболочка позволяет более эффективно вводить энергию от генератора тока в нагрузку, а также улучшает стабильность Z-пинча. Данная конфигурация нагрузки показала свою высокую эффективность по сравнению с двухкаскадными и трёхкаскадными лайнерами. Выход нейтронов был повышен на порядок (с 10^{11} до 10^{12}), энергия нейтронов достигла 20 МэВ при длительности импульса нейтронов порядка 20 нс [4]. Достоверное измерение нейтронного выхода, а также спектра нейтронного излучения является важной частью проводимых экспериментов. Для достижения этой цели используется разнообразный диагностический комплекс нейтронного излучения.

В работе представлены результаты исследования нейтронного излучения при имплозии дейтериевого газового лайнера с внешней плазменной оболочкой, измерение нейтронного выхода, абсолютного и относительного спектра нейтронов и количества нейтронов высоких энергий.

Экспериментальное оборудование и диагностика

Эксперименты по генерации нейтронного излучения при имплозии дейтериевых лайнеров с внешней плазменной оболочкой проведены на генераторе ГИТ-12 в Институте сильноточной электроники СО РАН в Томске. Генератор ГИТ-12 является генератором импульсов тока. При зарядном напряжении 50 кВ запасаемая энергия генератора составляет 2.6 МДж. В описываемых экспериментах генератор работал в режиме прямого вывода энергии, в котором максимальный ток составляет 4.7 МА при времени нарастания 1.7 мкс.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Грантового агентства Республики Чехия (грант № 16-07036S), Министерства образования Республики Чехия (гранты № LTT17015 и LTAUSA17084), Министерства образования и науки РФ (проект № 3.1170.2017), Чешского технического университета в Праге (грант № SGS 16/223/ОНК3/3Т/13).

Начиная с 2013 г., в качестве нагрузки выбран однокаскадный дейтериевый газовый лайнер с внешней плазменной оболочкой. Для формирования газового лайнера использовался электромагнитный клапан. Газовая оболочка формировалась соплом диаметром 81 мм, инжектированная линейная масса варьировалась в пределах 60–80(±5) мкг/см. Внешняя плазменная оболочка массой 5 мкг/см формировалась 48 плазменными пушками, расположенными на диаметре 350 мм.

Для определения нейтронного выхода и других параметров нейтронного излучения был использован комплекс диагностики нейтронов, состоящий из времяпролетных, пузырьковых и активационных детекторов.

Времяпролетные детекторы применялись для определения относительного спектра нейтронов; детекторы составлены из сцинтилляторов Bicron BC-408 и фотоумножителей Hamamatsu H1949-51. Для предотвращения влияния жёсткого рентгеновского излучения детекторы были защищены свинцовыми блоками. В описываемых экспериментах четыре времяпролетных детектора были размещены в радиальном направлении на расстоянии 1.5/2, 5.7, 10.1 и 25.8 м, один детектор – в аксиальном направлении на расстоянии 4.8 м над узлом нагрузки. Используя сигналы с этих детекторов, можно реконструировать спектр нейтронов [5].

Для измерения нейтронного выхода использовался набор интегральных пузырьковых детекторов BTI BD-PND, которые были откалиброваны по месту при помощи Am–Be-источника нейтронов. Чтобы учесть анизотропию нейтронного излучения, а также рассеяние нейтронов, пять пузырьковых детекторов были расположены под углами 11, 45, 90, 118 и 122° по отношению к оси z . Нейтронный выход определялся как средняя величина от показаний всех пяти детекторов.

Детектор нейтронов активационного типа на основе серебра также применялся для определения полного нейтронного выхода. Детектор был расположен в радиальном направлении на расстоянии 4.55 м от пинча. Детектор был кросс-калиброван с пузырьковыми детекторами.

Также была применена методика нейтронного активационного анализа. Эта методика основана на активации образцов потоками нейтронов. В активированном нейтронами образце образуется радиоактивный изотоп, который, переходя в основное состояние, испускает набор гамма-квантов, известный для каждого элемента [6, 7]. Используя детектор гамма-квантов, можно определить спектр гамма-излучения из активированного образца и концентрацию радиоактивного изотопа в нём. Зная число ядер в образце и число активированных ядер, можно определить число нейтронов, прошедших через образец. Более подробно данная методика и её использование в упомянутых экспериментах описана в [8, 9]. Для определения спектра гамма-квантов были использованы детектор Canberra GC 1020 с кристаллом из особо чистого германия и детектор с кристаллом из йодида натрия с соответствующим программным обеспечением.

Мы можем рассчитать количество активированных частиц как

$$N_p = N_t \sigma_{\text{aver}} \Phi, \quad (1)$$

где N_p – число активированных ядер в образце; N_t – число ядер в образце-мишени; σ_{aver} – среднее сечение реакции; Φ – поток нейтронов через образец. Тогда можно рассчитать поток нейтронов через образец:

$$\Phi = \frac{N_p}{N_t \sigma_{\text{aver}}} \frac{\Sigma - B}{\varepsilon I N_t \sigma_{\text{aver}} (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}. \quad (2)$$

Здесь Σ – площадь пика гамма-излучения; B – фоновое излучение; ε – эффективность детектирования гамма-излучения детектором; I – квантовый выход (интенсивность) гамма-излучения; t_1 и t_2 – времена начала и окончания измерения активности образца на детекторе; λ – постоянная распада образовавшегося изотопа. Для определения полного нейтронного выхода нужно умножить поток нейтронов Φ на геометрический фактор $4\pi R^2$, где R – расстояние от пинча до активированного образца.

Детекторы были прокалиброваны радиоактивными образцами с известной активностью перед каждой экспериментальной кампанией. Также детектор Canberra GC 1020 был прокалиброван при помощи программного обеспечения Canberra ISOCS, которое позволяет сделать очень точную калибровку, учитывающую геометрию и поглощение. Применение двойной калибровки позволяет избежать систематической ошибки измерения активности образцов.

Активационные измерения были проведены на образцах из индия, меди, алюминия и ниобия. Для определения полного нейтронного выхода использовался индий с порогом активации 0.5 МэВ;

остальные образцы, имеющие более высокие пороги активации, использовались для определения абсолютного спектра нейтронного излучения и количества нейтронов с высокими энергиями (более 12 МэВ).

Результаты экспериментов

Как было указано выше, для определения полного выхода нейтронного излучения использовались пузырьковые детекторы, серебряный активационный детектор, а также активационные измерения образцов индия. Результаты измерений за 2014–2015 гг. можно найти в [8, 9]. Результаты измерений за 2016 г. представлены на рис. 1.

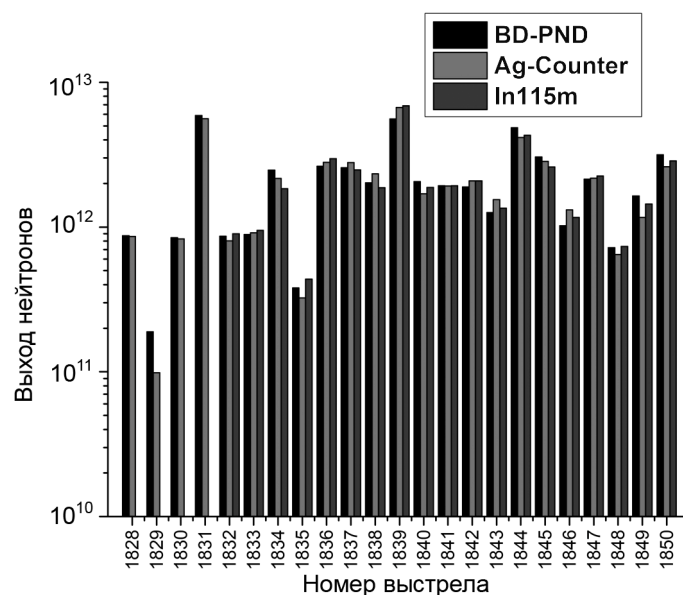


Рис. 1. Нейтронный выход, измеренный интегральными пузырьковыми детекторами, серебряным активационным детектором, а также при помощи активации образцов индия в 2016 г.

Как мы уже упоминали выше, в экспериментах с однокаскадными газовыми лайнерами с внешней плазменной оболочкой нейтронный спектр достиг 20 МэВ. Для определения абсолютного спектра нейтронов, а также количества нейтронов высоких энергий были использованы активационные образцы из меди, алюминия и ниобия (рис. 2). Основные характеристики образцов приведены в таблице.

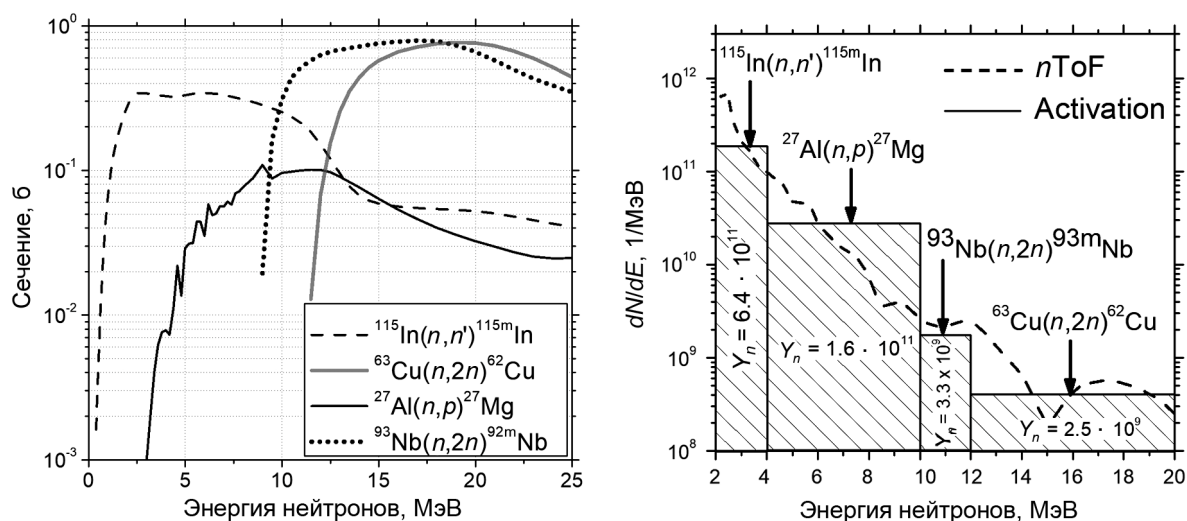


Рис. 2. Сечения реакций, используемых для определения абсолютного спектра нейтронов и количества нейтронов высоких энергий и спектр нейтронов (относительный, измеренный при помощи времяпролётной диагностики, и абсолютный, измеренный при помощи активационной методики)

Основные характеристики активационных образцов

Изотоп (содержание в образце)	Реакция	Эффективное сечение реакции, б	Период полураспада	Энергия испускаемых гамма-квантов, МэВ (интенсивность)	Порог реакции, МэВ
^{115}In (96 %)	$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	0.32	4.5 ч	0.335 (48 %)	0.5
^{27}Al (100 %)	$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	0.09	9.46 мин	0.843 (71.8 %)	3.8
^{93}Nb (100 %)	$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$	0.45	10 дней	0.934 (74 %)	9.5
^{63}Cu (69 %)	$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	0.80	9.8 мин	0.511 (195 %)	11.9

Измеренное количество нейтронов высоких энергий хорошо согласуется с данными, полученными при помощи времяпролётной диагностики (рис. 2). При типичных выстрелах с полным нейтронным выходом порядка $(2.3 \cdot 10^{12} \pm 50) \%$ среднее число нейтронов с энергией выше 12 МэВ составило $(2.5 \cdot 10^9 \pm 50) \%$.

Заключение

Исследования нейтронного излучения плазмы Z-пинча при токе 3 МА проведены на генераторе ГИТ-12. В качестве нагрузки выбран дейтериевый газовый лайнер с внешней плазменной оболочкой. Выход нейтронов возрос на порядок по сравнению с другими конфигурациями нагрузки и достиг $2 \cdot 10^{12}$ нейтронов/выстрел, максимальная энергия нейтронов достигла 20 МэВ. Для определения нейтронного выхода, а также спектра нейтронов использовался диагностический комплекс, состоящий из пузырьковых, времяпролётных и активационных детекторов, показания которых хорошо согласуются между собой. Абсолютный спектр нейтронов был реконструирован с помощью времяпролётных детекторов и набора активационных образцов с разными порогами активации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Giuliani J.L. and Commisso R.J. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2015. – V. 43. – No. 8. – P. 2385–2453.
- Pereira N.R. and Davis J. // J. Appl. Phys. – 1988. – V. 64. – No. 3. – P. R1–R27.
- Klir D., Shishlov A.V., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 112. – P. 095001
- Klir D., Shishlov A.V., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. D. – 2015. – V. 57. – P. 044005.
- Rezac K., Klir D., Kubes P., and Kravarik J. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2012. – V. 54. – P. 105011.
- EXFOR, IAEA – Nuclear Data Services: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
- ENDF, IAEA – Nuclear Data Services: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- Cherdizov R.K., Shishlov A.V., Klir D., et al. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – V. 830. – Iss. 1. – P. 012017.
- Cikhardt J., Klir D., Shishlov A.V., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2017. – V. 45. – Iss. 12. – P. 3209–3217.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Чешский технический университет, г. Прага, Чешская Республика

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Чердизов Рустам Кошалиевич, мл. науч. сотр., e-mail: rustam.k.cherdizov@gmail.com;

Кокшенев Владимир Алексеевич, к.т.н., ст. науч. сотр.;

Курмаев Николай Евгеньевич, ведущ. электроник;

Фурсов Федор Иванович, ведущ. электроник;

Шишлов Александр Викторович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;

Клир Д., доцент;

Кубеш П., профессор;

Криварик Й., доцент;

Резач К., доцент;

Цикхардт Я., доцент;

Варлачев Валерий Александрович, д.т.н., зав. лабораторией;

Дудкин Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;

Падалко Владимир Николаевич, ведущ. инженер.

*R.K. CHERDIZOV¹, V.A. KOKSHENEV¹, N.E. KURMAEV¹, F.I. FURSOV¹, A.V. SHISHLOV¹,
D. KLIR², P. KUBES², J. KRAVARIK², K. REZAC², J. CIKHARDT², V.A. VARLACHEV³, G.N. DUDKIN³, V.N. PADALKO³*

RESEARCH OF NEUTRON EMISSION FROM DEUTERIUM GAS-PUFF Z-PINCH ON THE GIT-12 GENERATOR AT CURRENTS OF 3 MA

The Z-pinch experiments were carried out at currents of 3 MA on the GIT-12 generator (4.7 MA, 1.7 μ s) at the IHCE SB RAS in Tomsk. The experimental load was composed of a single shell deuterium gas-puff with an outer plasma shell. The diameter of the gas-puff was 81 mm, and the injected linear mass was $(60-80)\pm 5$ μ g/cm. The plasma shell consisting of hydrogen and carbon ions was formed by 48 plasma guns at the diameter of 350 mm, and its linear mass density was about 5 μ g/cm. The maximum neutron yield reached more than 10^{12} neutrons at a current level of 3 MA, and the neutrons with energies above 20 MeV were observed. This neutron emission was detected by different diagnostic techniques including calibrated scintillation time-of-flight detectors, bubble detectors, a silver activation detector, a Sodium Iodide and high-purity Germanium detectors with several threshold activation samples, such as Al, Cu, In, Nb. This neutron detection equipment allowed us to obtain information about the yield, spectrum and anisotropy of the neutron emission by independent diagnostics methods.

Keywords: *Z-pinch, deuterium gas-puff, neutron emission, neutron diagnostic equipment.*

УДК 533.9.08

В.И. ОРЕШКИН^{1,2}, К.В. ХИЩЕНКО³, Е.В. ОРЕШКИН⁴, А.Г. РУССКИХ¹**ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА НА РОСТ ПЕРЕГРЕВНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ***

На основе методов теории малых возмущений проведен анализ развития перегревных неустойчивостей в процессе электрического взрыва проводников. Известно, что в начальной стадии электрического взрыва, после плавления металла, вещество может находиться в трех различных фазах: жидкость, двухфазная область (жидкость+пар), метастабильная жидкость (перегретый металл). Проведен сравнительный анализ роста перегревных неустойчивостей в зависимости от фазы, в которой может пребывать металл. В каждой из фаз определены инкременты роста и построены зависимости инкрементов от длины волны неустойчивости.

Ключевые слова: магнитогидродинамика, перегревные неустойчивости, метастабильное состояние.

Введение

Интерес к исследованию процессов, протекающих при электрическом взрыве проводников (ЭВП), связан, с одной стороны, с различными техническими приложениями [1, 2]. С другой стороны, ЭВП является важным источником информации об экстремальных состояниях вещества, так как при этом достигаются такие значения термодинамических параметров, которые невозможно получить в каких-либо иных лабораторных экспериментах.

Как свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные [3], ЭВП сопровождается появлением в проводнике страт. Существуют две наиболее вероятные причины появления страт: 1) магнитогидродинамические неустойчивости в виде перетяжки [5]; 2) перегревные неустойчивости [4]. При развитии перетяжек решающую роль играет магнитное поле, создаваемое протекающим через проводник током. В свою очередь, структура перегревных неустойчивостей определяется характером зависимости удельного сопротивления вещества от температуры. Сравнение характерных времен развития этих неустойчивостей с временем взрыва проводника показывает, что перетяжки успевают развиться лишь при относительно низких плотностях тока, меньших $j \approx 10^8$ А/см². Перегревные же неустойчивости развиваются всегда, так как их характерное время роста вне зависимости от геометрии проводника сравнимо с временем взрыва.

Закономерности возникновения перегревных неустойчивостей рассматривались в работе [6], в которой на основе теории малых возмущений были получены дисперсионные уравнения, описывающие связь между мгновенным инкрементом нарастания γ и аксиальной компонентой волнового вектора k_z . Дисперсионное уравнение имело следующий вид:

$$\gamma \approx \frac{j^2 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial T} - \frac{\rho}{T^*} \frac{\partial \delta}{\partial \rho} \right) - k_z^2 \kappa}{\rho c_V + \frac{\rho}{T^*}}, \quad (1)$$

где ρ , T , p , c_V – плотность, температура, давление и теплоемкость вещества соответственно; κ , δ – коэффициент теплопроводности и удельное сопротивление; T^* – функция с размерностью температуры, зависящая от γ и k_z .

В работе [6] рассматривались закономерности развития перегревных неустойчивостей как без учета, так и с учетом давления для жидкости и парокапельной смеси, но не рассматривались для метастабильной жидкости. Однако с большой долей вероятности при относительно больших плотностях тока и как следствие при малых временах взрыва металл в процессе ЭВП, после плавления, может попадать в метастабильное состояние. Это в первую очередь касается ЭВП в вакууме. Основной целью данной работы является распространить анализ закономерностей роста пере-

* Работа поддержана грантами РФФИ № 17-08-00459, 16-08-00969 и проектом Комплексной программы ФНИ СО РАН.

гревных неустойчивостей, проведенный в [6], на метастабильную фазу металла – перегретая жидкость.

Результаты расчетов

Представим зависимость давления от плотности и температуры в следующем приближенном виде:

$$p = C\rho^a T^b, \quad (2)$$

а в метастабильной перегретой жидкости в виде

$$p = C \left[\left(\frac{\rho}{\rho_x} \right)^a - 1 \right] T^b, \quad (3)$$

где ρ_x – некоторая кривая, являющаяся функцией температуры, на которой давление $p = 0$, при $\rho < \rho_x$ давление становится отрицательным

Вычисления мгновенных инкрементов нарастания (значения коэффициентов a и b) основывались на широкодиапазонных полуэмпирических уравнениях состояния [7], в которых предусматривалось наличие метастабильных состояний как перегретой жидкости, так и переохлажденного пара. Удельное сопротивление алюминия и его производные по температуре и плотности определялись по таблицам [8], составленным М. Дежарли в национальных лабораториях Сандия, США, модифицированным с учетом экспериментальных данных.

На рис. 1 для алюминиевого проводника представлены дисперсионные кривые, отражающие в метастабильной области связь между мгновенным инкрементом нарастания γ и аксиальной компонентой волнового вектора k_z при различных плотностях и температуре $T = 0.4$ эВ. Кривые на каждом из этих рисунков рассчитаны при плотности вещества, равной плотности $\rho = 1.6$ г/см³ на

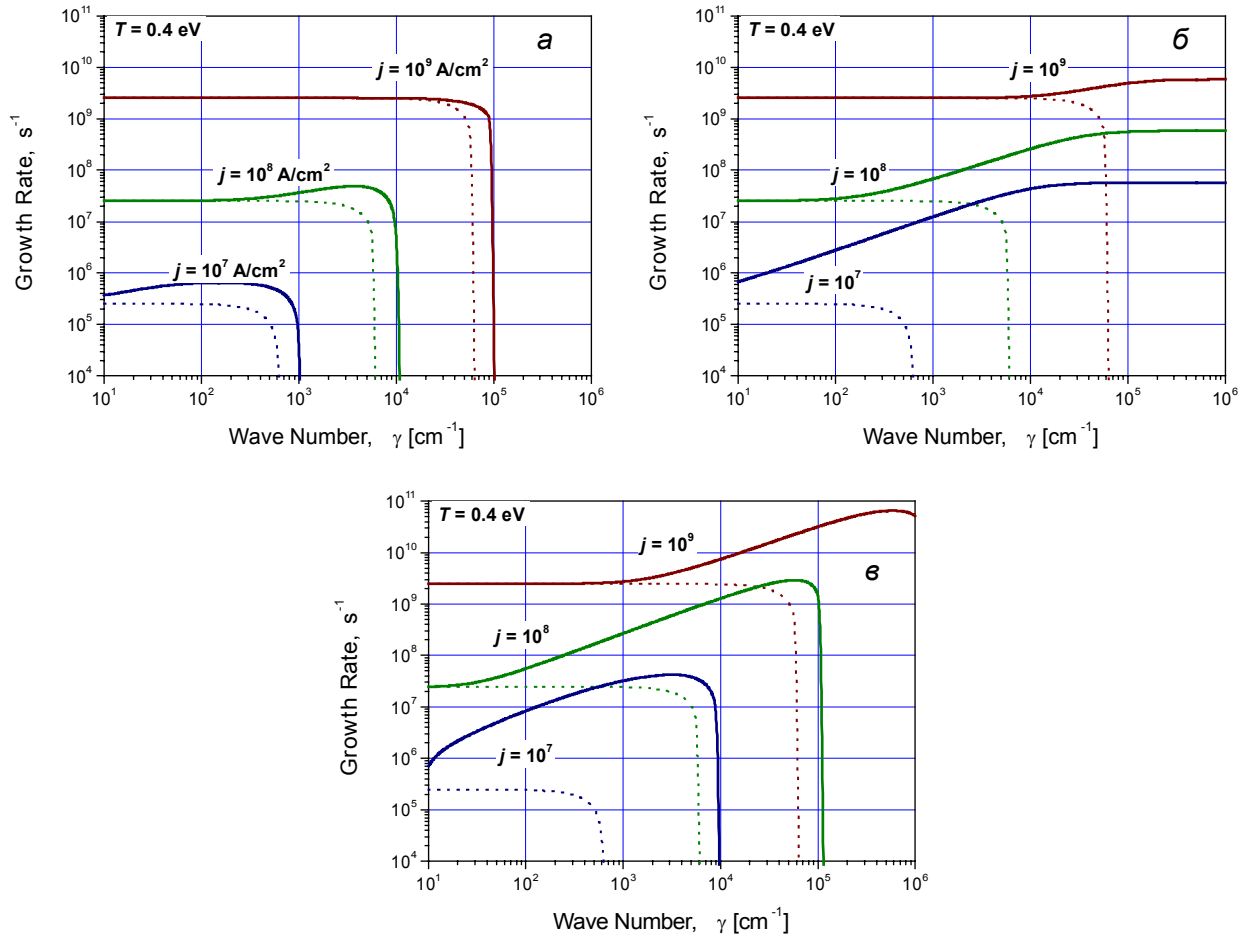


Рис. 1. Зависимость от волнового числа инкремента нарастания перегревных неустойчивостей при различных плотностях тока и температуре $T = 0.4$ эВ: a – жидкость; b – жидкость+пар; c – перегретая жидкость

бинодале, кривой, разделяющей на фазовой диаграмме жидкость и двухфазную область, и при давлении, равном по абсолютному значению давлению насыщенных паров $p = \pm 156$ атм (в метастабильной области давление отрицательное). Сплошными линиями на рис. 1 показаны кривые, рассчитанные с помощью (1), пунктирными линиями – без учета давления.

Анализ результатов расчетов показывает, что на рост перегревных неустойчивостей основное влияние оказывают два дестабилизирующих фактора. Первый фактор – наличие положительной производной от удельного сопротивления по температуре $\frac{\partial \delta}{\partial T} > 0$, второй фактор – наличие отри-

цательной производной от удельного сопротивления по плотности вещества $\frac{\partial \delta}{\partial \rho} < 0$. В длинновол-

новой части спектра значения мгновенных инкрементов нарастания определяются в основном производной $\frac{\partial \delta}{\partial T}$. В этой части спектра в близких условиях (при приблизительно равных темпера-

турах и давлениях) значения γ оказываются близки между собой во всех областях фазовой диаграммы. В коротковолновой части спектра значения мгновенных инкрементов нарастания определяются в основном производной $\frac{\partial \delta}{\partial \rho}$. В этой части спектра характер зависимости мгновенных ин-

крементов нарастания от волнового числа существенно различен в разных частях фазовой диаграммы. Как показывают расчеты, в двухфазной и метастабильной областях амплитудные значения γ могут более чем на два порядка превышать максимальные значения инкрементов в жидкости. Это позволяет сделать вывод о том, что перегревные неустойчивости растут быстрее, если в процессе электрического взрыва фазовая траектория металла попадает в двухфазную или в метастабильную области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. // Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004.
2. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М.: Энергоиздат, 1990. – 288 с.
3. Exploding Wires / ed. by W.G. Chace, H.K. Moor. – N.Y.: Plenum Press, 1959. – V. 1; 1964. – V. 2; 1965. – V. 3; 1968. – V. 4.
4. Abramova K.B., Zlatin N.A., and Peregud B.P. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1975. – V. 69. – No. 6. – P. 2007–2022.
5. Valuev A.A., Dikhter I.I., and Zeigarnik V.A. // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. – 1978. – V. 48. – P. 2088–2096.
6. Oreshkin V.I. // Phys. Plasma. – 2008. – V. 15. – P. 092103.
7. Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., and Lomonosov I.V. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1998. – V. 415 (3). – P. 604–608.
8. Desjarlais M.P. // Contrib. Plasma Phys. – 2001. – V. 41. – No. 2–3. – P. 267.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

³ Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru;

Хищенко Константин Владимирович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией;

Орешкин Евгений Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр.;

Русских Александр Геннадиевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.

V.I. ORESHKIN^{1,2}, K.V. KHISHENKO³, E.V. ORESHKIN⁴, A.G. ROUSKIH¹

INFLUENCE OF THE PHASE STATE OF METAL ON THE GROWTH OF THERMAL INSTABILITIES

In this paper, based on the methods of the theory of small perturbations, an analysis is made of the development of overheating instabilities in the process of electrical explosion of conductors. It is known that in the initial stage of an electric explosion, after the metal has melted, the substance can be in three different phases: liquid; two-phase region (liquid + vapor); metastable liquid (superheated metal). A comparative analysis of the growth of thermal instabilities is carried out in the paper, depending on the phase in which the metal can reside. In each phase, the growth rate are determined and the increments are plotted against the instability wavelength.

Keywords: MHD, thermal instabilities, metastable state.

УДК 533.9.07, 537.856, 537-77

*Н.А. ЛАБЕЦКАЯ¹, И.М. ДАЦКО¹, Д.А. РЫБКА¹, С.А. ЧАЙКОВСКИЙ^{1,2}, В.А. ВАНЬКЕВИЧ¹***ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СКИНОВЫЙ ВЗРЫВ ПРОФИЛИРОВАННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ***

На сильноточном генераторе МИГ ($I_{\max} \approx 2.5$ МА, $\tau \approx 100$ нс) проведены эксперименты по скиновому электрическому взрыву профилированных проводников (с аксиальными макронеоднородностями поверхности в виде ступеней) из различных материалов. Такая конфигурация проводника позволила проводить исследования взрыва поверхности проводников при различных значениях индукции магнитного поля в одних и тех же экспериментах. Было показано, что свечение ступеней однородно, а плазменные струи с краев ступеней хоть и развиваются с течением времени, но их амплитуда лишь незначительно превышает максимальный размах неустойчивостей соответствующей ступени. Экспериментальные данные для профилированных проводников хорошо согласуются с аналогичными для однородных цилиндрических проводников различных диаметров.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, профилированный проводник, сильные магнитные поля, сильноточный импульсный генератор.

Введение

Одной из задач, связанных с исследованиями электрического взрыва проводников в быстро нарастающих сильных магнитных полях, является транспортировка электромагнитной энергии на разрабатываемых мультитераваттных генераторах [1, 2] (уровень тока более 30 МА, время его нарастания менее 100 нс), которые предполагается использовать для реализации схем управляемого термоядерного синтеза на основе Z-пинчей [3]. При таких параметрах генераторов может произойти взрыв проводящей поверхности и образование плазмы [4, 5], ведущие к снижению эффективности транспортировки электромагнитной энергии к нагрузке. В случае явно выраженного скин-эффекта объемная плотность энергии джоулевого тепловыделения примерно равна плотности энергии магнитного поля, а момент электрического взрыва должен примерно соответствовать моменту достижения плотностью тепловой энергии плотности энергии сублимации вещества Λ_0 , что для скин-режима приводит к понятию критической величины индукции магнитного поля, необходимой для поверхностного взрыва [6]:

$$B_s \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0}, \quad (1)$$

где Λ_0 – плотность энергии сублимации. Значение критического поля B_s для различных металлов лежит в пределах 270–350 Тл.

В данной работе приводятся результаты исследования процесса плазмообразования и поверхностного взрыва проводников при таких значениях индукции магнитного поля, когда основную роль в динамике плазмы играют нелинейная магнитная диффузия [7] и рост крупномасштабных неустойчивостей [8]. В качестве нагрузки генератора использовались цилиндрические профилированные проводники из различных материалов, что позволяло проводить исследования взрыва поверхности проводников при различных значениях индукции магнитного поля в одних и тех же экспериментах. Кроме того, представляло интерес проведение сравнения полученных экспериментальных данных с ранее полученным набором данных для однородных цилиндрических проводников разного диаметра [7].

Постановка эксперимента

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ с амплитудой тока до 2.5 МА и временем его нарастания 100 нс [9]. Диагностический комплекс генератора МИГ включает такие виды диагностики, как: магнитные зонды, делители напряжения, пояса Роговского, вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) и четырехкадровая оптическая камера HSFC Pro с экспозицией каждого отдельного кадра 3 нс. Нагрузка генератора представляла собой профилированные (с акси-

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-08-00658.

альными макронеоднородностями поверхности в виде ступеней) проводники из разных материалов, таких, как медь, титан и дюралюминий марки D16T. В наших ранних экспериментах с профилированными медными проводниками были использованы нагрузки с «шагом» ступеней 0.5 мм (3, 2.5, 2, 1.5 и 1 мм). Края ступеней специально не обрабатывались, и, в зависимости от конфигурации электродов, часть ступени минимального диаметра либо входила в сплошной анодный диск, либо использовалась для крепления проволоочного анода [10]. В этой серии экспериментов для более точной настройки датчиков количество ступеней было уменьшено до трех (с диаметрами 3, 2 и 1 мм), а их края были сглажены для нивелирования краевых эффектов, длина цилиндрической части проводника составляла 20 мм. Использовался только сплошной анодный диск, что позволило проводить сравнение полученных экспериментальных данных для профилированных проводников с данными для однородных цилиндрических проводников. Эксперименты проводились в вакуумной камере, откачиваемой паромасляным насосом до давления 10^{-4} Торр. Фотографии профилированных проводников из различных материалов приведены на рис. 1, а. Экспериментальная осциллограмма тока и сигналы ВРД приведены на рис. 1, б.

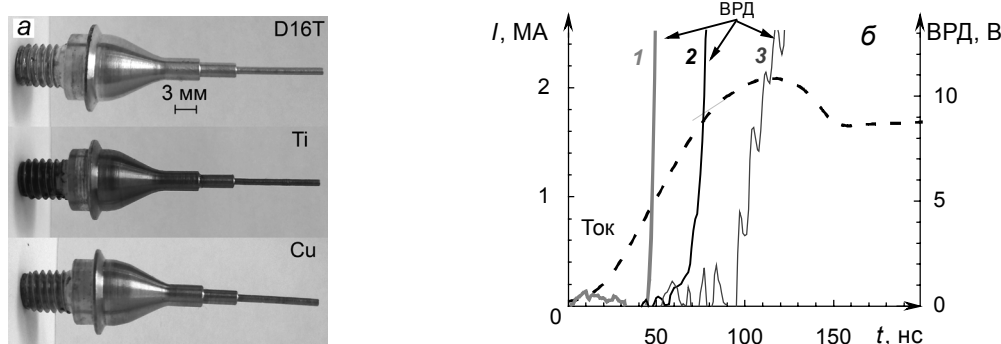


Рис. 1. Фотографии цилиндрических профилированных нагрузок генератора МИГ из различных материалов (диаметры ступеней 3, 2 и 1 мм слева направо) (а). Типичная осциллограмма тока и сигналы ВРД (ВРД₁, ВРД₂ и ВРД₃ направлены на ступени профилированного дюралевого проводника диаметром 1, 2 и 3 мм соответственно) (б)

Собственное свечение поверхности профилированных проводников в видимом диапазоне спектра (обычно соответствующее генерации плазмы с температурой выше примерно 1 эВ) регистрировалось с помощью оптической четырехкадровой камеры HSFC Pro с минимальной экспозицией кадра 3 нс. ВРД с алюминиевым катодом без фильтра использовались для определения момента появления собственного свечения поверхностной плазмы в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне спектра. Как было показано в работе [5], при используемой в экспериментах геометрии диагностического тракта, начало быстрого роста сигналов ВРД соответствует яркостной температуре плазмы в приближении черного тела около 2–2.5 эВ. Каждый из трех используемых датчиков регистрировал излучение только от одной ступени нагрузки, что достигалось специальной системой диафрагм.

Экспериментальные результаты

В наших ранних экспериментах с медными профилированными нагрузками было показано, что стыки ступеней нагрузки начинают светиться раньше, чем сами ступени, также они являются источниками быстро расширяющихся плазменных струй, которые распространяются на расстояние, значительно превышающее диаметр самих ступеней [10]. Эти данные были получены в случае использования проволоочного анодного контакта, в случае же сплошного анодного диска эти явления менее выражены. На рис. 2 представлены снимки профилированных проводников, полученные с помощью камеры HSFC Pro. Эти снимки показали, что при использовании новой конфигурации профилированного проводника свечение ступеней было достаточно однородно, а плазменные струи с краев ступеней хоть и развивались с течением времени, но лишь незначительно превышали максимальный размах неустойчивостей соответствующей ступени.

На рис. 3, а представлены экспериментальные зависимости индукции магнитного поля B_{exp} , при которой происходит взрыв поверхности, от начального диаметра проводника, полученные

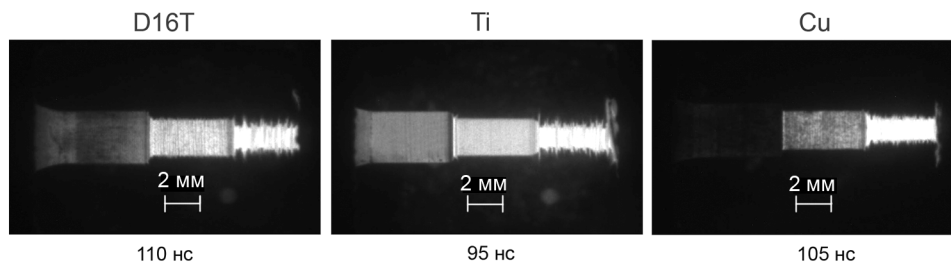


Рис. 2. Снимки поверхности профилированных проводников из различных материалов в собственном свечении (диаметры ступеней слева направо: 3, 2 и 1 мм) из дюралюминия, титана и меди

в результате обработки широкого массива экспериментальных данных по взрыву однородных цилиндрических проводников из различных материалов (алюминий, титан, медь) [7]. Значения B_{exp} рассчитывались по значению тока, полученному из экспериментальных осциллограмм (см. рис. 1, б) в момент взрыва (момент резкого роста сигнала ВРД) и значению начального радиуса проводника. Экспериментально измеренные значения B_{exp} для однородных цилиндрических проводников приведены на рис. 3, а, где можно видеть, что для меди и алюминия, металлов с высокой проводимостью, средние значения индукции поля взрыва B_{exp} лежат выше или совпадают с полем B_s , соответствующим энергии сублимации металла, а для титана индукция B_{exp} лежит ниже поля B_s [7]. Значение B_s составляет 270, 310 и 330 Тл для алюминия, титана и меди соответственно. Для медных проводников диаметром 3 мм момент взрыва поверхности определить не представлялось возможным, поскольку сигнал ВРД был практически на уровне шумов, резкого роста сигнала не наблюдалось, то есть яркостная температура не превышала 2 эВ.

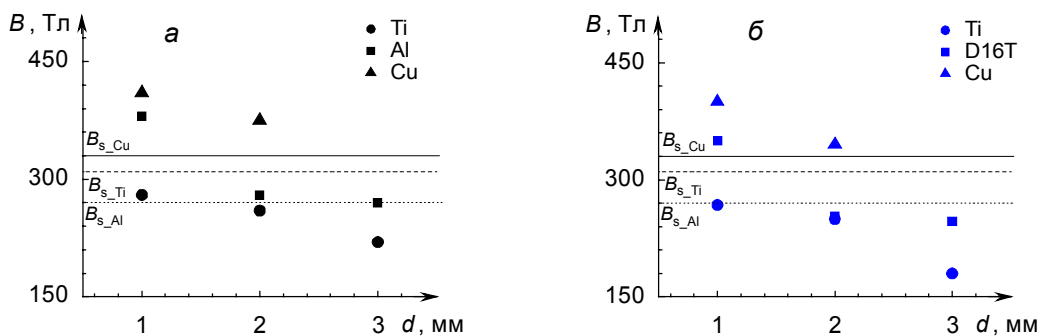


Рис. 3. Экспериментально измеренные значения B_{exp} для однородных цилиндрических проводников из титана, алюминия и меди (а), аналогичные величины для профилированных проводников (б)

Как уже упоминалось выше, эти экспериментальные факты были получены после обработки широкого массива экспериментальных данных, полученных в различных сериях экспериментов, причем в одном выстреле можно было установить проводник только одного диаметра. Применение же профилированных ступенчатых проводников позволяет в одном и том же выстреле исследовать взрыв проводников трех различных диаметров в одинаковых условиях. Экспериментально измеренные значения B_{exp} для профилированных ступенчатых проводников приведены на рис. 3, б, из которого можно видеть, что полученные экспериментально значения индукции поля взрыва для профилированных проводников близки к аналогичным значениям для сплошных цилиндрических проводников с разбросом в пределах 10 % для меди и титана. Для алюминиевой цилиндрической и дюралюминиевой ступенчатой нагрузок разброс данных аналогичен, но при этом для дюрала диаметром 2 и 3 мм значения B_{exp} лежат ниже значения B_s . Такое отклонение может объясняться различием в проводимости алюминия и дюралюминия, то есть при меньшей проводимости значения индукции магнитного поля B_{exp} также ниже.

При увеличении начального диаметра при той же форме импульса тока относительное изменение радиуса проводника должно быть меньше [11], что дает основания считать наиболее точными измерения индукции поля B_{exp} в момент взрыва при максимальных значениях диаметра про-

водника, которое для меди составляет 2 мм, а для алюминия и титана – 3 мм (375, 270, 220 Тл для Cu, Al и Ti соответственно, с погрешностью $\pm 10\%$). На основании этих данных предложен критерий образования плазмы на поверхности металла в быстронарастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен тесла: минимальное значение индукции магнитного поля, при которой в режиме скинирования тока происходит плазмообразование на поверхности металла, может быть выражено как [7]

$$B_{\min} \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0} \left(0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7 \right), \quad (2)$$

где σ_0 – проводимость металла при 20 °С; $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м); Λ_0 – плотность энергии сублимации.

Эта величина характеризует экспериментальные значения индукции магнитного поля, ниже которой плазма с температурой 2–2.5 эВ не образуется. Для профилированных проводников значения B_{\min} составили 345, 250 и 180 Тл для Cu, D16T и Ti соответственно, что с учетом погрешности хорошо совпадает с оценками согласно выражению (2). Таким образом, экспериментальные данные, полученные для профилированных проводников, позволяющих в идентичных условиях сравнить электрический взрыв проводников различных диаметров (и соответственно при различных максимальных значениях индукции магнитного поля) для нескольких типов материалов дают хорошее согласие с аналогичными экспериментальными данными для однородных цилиндрических проводников. Этот факт можно рассматривать в качестве дополнительного доказательства возможности использования приведенного выше критерия образования плазмы на поверхности металла в быстронарастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен тесла для массивных проводников в случае их скин-взрыва.

Заключение

На сильноточном генераторе МИГ была проведена серия экспериментов с профилированными ступенчатыми проводниками, конфигурация которых позволяет в идентичных условиях сравнить начало плазмообразования и электрический взрыв проводников различных диаметров. Было показано, что свечение ступеней однородно, а плазменные струи с краев ступеней хоть и развиваются с течением времени, но лишь незначительно превышают максимальный размах неустойчивостей соответствующей ступени. Для профилированных проводников минимальное значение индукции магнитного поля, при которой в режиме скинирования тока происходит плазмообразование на поверхности металла, может быть выражено как

$$B_{\min} \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0} \left(0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7 \right).$$

Данный критерий может использоваться в быстронарастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен тесла для массивных проводников в случае их скин-взрыва.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim A.A., Mazarakis M.G., Sinebryukhov V.A., et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2009. – V. 12. – P. 050402.
2. Grabovskii E.V., Aleksandrov V.V., Gritsuk A.N., et al. // Abstracts IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conf. San Francisco. CA. – 2013. – P. 224.
3. Stygar W.A., Ives H.C., Fehl D.L., et al. // Phys. Rev. E. – 2004. – V. 69. – P. 046403.
4. Peterson K.J., Yu E.P., Sinars D.B., et al. // Phys. Plasmas. – 2013. – V. 20. – P. 056305.
5. Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., et al. // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – P. 042706.
1. Волков Н.Б., Михельсон В.Т., Шнейерсон Г.А. // ПМТФ. – 1982. – № 5. – С. 15.
7. Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., Datsko I.M., et al. // Phys. Plasmas. – 2015. – V. 22. – P. 112704.
8. Bakshaev Yu.L., Bartov A.V., Blinov P.I., et al. // Plasma Physics Reports. – 2007. – V. 33. – No. 4. – P. 259-270.
9. Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф., Шепелев А.Н. // Изв. вузов. Физика. – 1997. – Т. 40. – № 12. – С. 67–75.
10. Чайковский С.А., Дацко И.М., Лабеецкая Н.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 34–37.
11. Awe T.J., Bauer B.S., Fuelling S., and Siemon R.E. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 104. – P. 035001.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Лабецкая Наталья Анатольевна, мл. науч. сотр., e-mail: natalia@ovpe2.hcei.tsc.ru;

Дацко Игорь Михайлович, к.ф.-м.н., науч. сотр., e-mail: datsko@ovpe.hcei.tsc.ru;

Рыбка Дмитрий Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр., e-mail: RDm@ovpe.hcei.tsc.ru;

Чайковский Станислав Анатольевич, д.ф.-м.н., директор ИЭФ УрО РАН, e-mail: stas-chaikovsky@yandex.ru;

Ванькевич Владислав Алексеевич, инженер-исследователь, e-mail: www_vlad_v@mail.ru.

N.A. LABETSKAYA¹, I.M. DATSKO¹, D.V. RYBKA¹, S.A. CHAIKOVSKY^{1,2}, V.A. VANKEVICH¹

ELECTRICAL SKIN EXPLOSION OF PROFILED CYLINDRICAL CONDUCTORS AT STRONG MAGNETIC FIELDS

On a high-current MIG generator ($I_{\max} \approx 2.5$ MA, $\tau \approx 100$ ns), experiments are carried out on the skin electrical explosion of profiled conductors (with axial surface macro-inhomogeneities in the form of steps) made of various materials. This configuration of the conductor made it possible to investigate the explosion of conductors for different values of magnetic field induction. It was shown that the glow of the steps is uniform, and the plasma jets from the edges of the steps develop with time and slightly exceed the maximum range of the instabilities of the corresponding step. The experimental data for profiled conductors are in good agreement with those for homogeneous cylindrical conductors of different diameters.

Keywords: *electric explosion of conductors, profiled conductors, strong magnetic fields, high-current generator.*

УДК 537.86

Н.Ф. КОВАЛЕВ, М.Б. ГОЙХМАН, А.В. ГРОМОВ, А.В. ПАЛИЦИН

КОЭФФИЦИЕНТЫ СВЯЗИ ВОЛН ТОНКОСТЕННЫХ СИЛЬНОЗАМАГНИЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Развит метод поперечных сечений применительно к электронно-электромагнитным волнам. Выведено несколько формул для коэффициентов связи, позволяющих рассчитывать поля рассеяния на различного типа нерегулярностях.

Ключевые слова: лемма Лоренца, электронный пучок, электронно-электромагнитная волна, регулярный волновод, поток механического импульса, сопряженная система, биортогональность.

Введение

В статье представлен фрагмент малосигнального приближения в теории СВЧ-приборов на основе сильноточных электронных пучков. Полученные формулы позволят корректно рассчитать все основные электродинамические узлы и подсистемы короткоимпульсных гигаваттных ЛОВ и ЛБВ в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Особенностью развиваемой теории является использование электронно-электромагнитных волн, с чем связана быстрая сходимость рядов, представляющих рабочее поле и корректное выделение высокочастотного поля пространственного заряда.

Самосогласованные уравнения для электронно-электромагнитных волн.

Соотношения для нескольких практически важных лемм Лоренца

Рассмотрены малые возмущения в пучке электронов, прямолинейно движущихся в полном волноводе. Самосогласованные уравнения пучка вместе с уравнениями Максвелла удобно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial j}{\partial z} - i \frac{\omega}{V_0} j &= -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^2 U, \\ \frac{\partial U}{\partial z} - i \frac{\omega}{V_0} U &= E_z, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= ik\mu \mathbf{H} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^m, \\ \text{rot } \mathbf{H} &= -ik\varepsilon \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} jz_0 + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^e, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$U = \frac{m}{e} \gamma_a^3 V_0 V \quad (2)$$

– кинетический потенциал [1, 2];

$$h_p^2 = 4\pi \frac{\rho_0 e}{\gamma_0^3 m V_0^2}$$

– квадрат плазменного волнового числа; остальные обозначения общепринятые [1, 2], их физический смысл проясняется из рис. 1 и энергетического баланса

$$\text{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] + \mathbf{P} \right\} + \frac{\omega \text{Im} \mu}{8\pi} |\mathbf{H}|^2 + \frac{\omega \text{Im} \varepsilon}{8\pi} |\mathbf{E}|^2 = -\frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{j}^m \mathbf{H}^* + \mathbf{j}^e \mathbf{E}^*), \quad (3)$$

где

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} j U^* z_0 \quad (4)$$

– кинетический аналог вектора Пойтинга. Следует также отметить, что в теории слабoreлятивистской ЛБВ соотношение (3) известно как «теорема о комплексной мощности» [3].

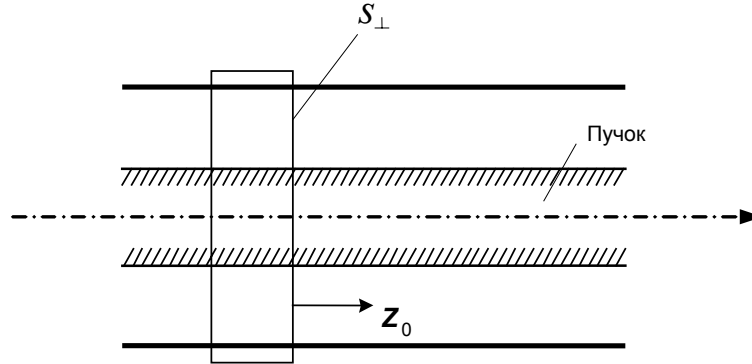


Рис. 1. Регулярный волновод с прямолинейным электронным пучком и замкнутые поверхности интегрирования (к выводу формул (3), (7) – (9))

С возмущениями в электронном пучке кроме потока энергии связан ещё и поток z -й компоненты «кинетического» импульса

$$P_k = z_0 \left(\frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{j U^*}{V_0} - \frac{h_p^2}{16\pi} |U|^2 \right), \quad (5)$$

который необходимо учитывать в уравнениях балансов z -х компонент импульсов. Но для вывода самого уравнения балансов импульсов нужно ввести в рассмотрение очень важное понятие – сопряженную систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j^c}{\partial z} - i \frac{\omega}{V_0} j^c &= -i \frac{\omega}{4\pi} h_p^2 U^c, \\ \frac{\partial U^c}{\partial z} - i \frac{\omega}{V_0} U^c &= E_z^c, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}^c &= ik\mu \mathbf{H}^c - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^{mc}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}^c &= -ik\varepsilon \mathbf{E}^c + \frac{4\pi}{c} j^c z_0 + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}^{ec}, \end{aligned} \quad (6)$$

которая описывает малые возмущения в потоке электронов, движущихся в противоположном к (1) направлению, но с теми же пространственными распределениями параметров и переменных величин. Сопряженные величины будут отмечаться верхним индексом c .

С введением сопряженных систем и величин нетрудно вывести квадратичные соотношения:

1. Уравнение

$$\operatorname{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \left([\mathbf{E} \times \mathbf{H}^c] - [\mathbf{E}^c \times \mathbf{H}] \right) - z_0 (j U^c - j^c U) \right\} = \mathbf{j}^e \mathbf{E}^c - \mathbf{j}^{ec} \mathbf{E} - \mathbf{j}^m \mathbf{H}^c + \mathbf{j}^{mc} \mathbf{H}, \quad (7)$$

обобщающее известную из теории электромагнитных волн дифференциальную лемму Лоренца [3–5], включая «электронные переменные».

2. Дифференциальный закон сохранения z -й компоненты импульса (5), включающий и (5):

$$\begin{aligned}
& z_0 \operatorname{grad} \left(\varepsilon \mathbf{E} \mathbf{E}^c - \mu \mathbf{H} \mathbf{H}^c + 4\pi \frac{jU^c - j^c U}{V_0} - h_p^2 U U^c \right) - \\
& - (\nabla \varepsilon \mathbf{E}^c) E_z - (\nabla \varepsilon \mathbf{E}) E_z^c + (\nabla \mu \mathbf{H}^c) H_z + (\nabla \mu \mathbf{H}) H_z^c = \\
& = (\mathbf{E} \mathbf{E}^c) z_0 \operatorname{grad} \varepsilon - (\mathbf{H} \mathbf{H}^c) z_0 \operatorname{grad} \mu - \\
& - 4\pi \frac{jU^c - j^c U}{V_0^2} z_0 \operatorname{grad} V_0 - (U U^c) z_0 \operatorname{grad} h_p^2,
\end{aligned} \tag{8}$$

который также включает электронные части.

3. И наконец, условие биортогональности или взаимной ортогональности систем сопряженных нормальных волн регулярных волноводов

$$\int_{S_\perp} \left\{ [\mathbf{E}_v \times \mathbf{H}_j^c]_z - [\mathbf{E}_j^c \times \mathbf{H}_v]_z - \frac{4\pi}{c} (J_v U_j^c - J_j^c U_v) \right\} dS_\perp = \frac{4\pi}{c} N_v \delta_{vj}, \tag{9}$$

где δ_{vj} – символ Кронекера,

$$\begin{aligned}
N_v &= \frac{c}{4\pi} \int_{S_\perp} \left\{ [\mathbf{E}_v \times \mathbf{H}_v^c]_z - [\mathbf{E}_v^c \times \mathbf{H}_v]_z - \frac{4\pi}{c} (J_v U_v^c - J_v^c U_v) \right\} dS_\perp = \\
&= \int_{S_\perp} \left\{ \frac{c}{2\pi} [\mathbf{E}_v \times \mathbf{H}_v]_z + 2J_v U_v \right\} dS_\perp
\end{aligned} \tag{10}$$

– норма волны с индексом v , она имеет очевидный физический смысл полной мощности (электромагнитной и кинетической), переносимой волной. Условие (9) не единственно. Возможна и другая форма сопряженная с потоком z -й компоненты механического импульса, иногда приводящая к более удобным приближенным решениям, в частности при разложении по собственным волнам:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= \sum_v P_v \mathbf{E}_v, \quad \mathbf{H} = \sum_v P_v \mathbf{H}_v, \\
j &= \sum_v P_v J_v, \quad U = \sum_v P_v U_v,
\end{aligned} \tag{11}$$

с коэффициентами

$$P_v = \frac{c}{4\pi N_v} \int_{S_\perp} \left\{ [\mathbf{E} \times \mathbf{H}_v^c]_z - [\mathbf{E}_v^c \times \mathbf{H}]_z - \frac{4\pi}{c} (J U_v^c - J_v^c U) \right\} dS_\perp. \tag{12}$$

Рассматриваемый метод особенно эффективен и физически нагляден при решении задач рассеяния электронных волн и их возбуждения заданными внешними источниками. Примером может послужить следующая цепочка представлений:

$$\frac{dC_v}{dz} = \frac{1}{N_v} \int_{S_\perp} \left\{ \mathbf{j}^e \mathbf{E}_v^c - \mathbf{j}^m \mathbf{H}_v^c \right\} e^{ih_v z} dS_\perp; \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= \sum_v C_v \mathbf{E}_v e^{ih_v z} + \frac{4\pi}{i\omega \varepsilon} (\mathbf{j}^e \mathbf{z}_0) z_0, \quad \mathbf{H} = \sum_v C_v \mathbf{H}_v e^{ih_v z} + \frac{4\pi}{i\omega \mu} (\mathbf{j}^m \mathbf{z}_0) z_0, \\
j &= \sum_v C_v J_v e^{ih_v z}, \quad U = \sum_v C_v U_v e^{ih_v z};
\end{aligned} \tag{14}$$

$$\frac{dP_v}{dz} - ih_v P_v = \frac{1}{N_v} \int_{S_\perp} \left\{ \mathbf{j}^e \mathbf{E}_v^c - \mathbf{j}^m \mathbf{H}_v^c \right\} dS_\perp. \tag{15}$$

Но особенно эффективен развиваемый метод электронных волн при расчете нерегулярных волноводных систем с электронными пучками, используемыми в теории СВЧ-приборов (рис. 2).

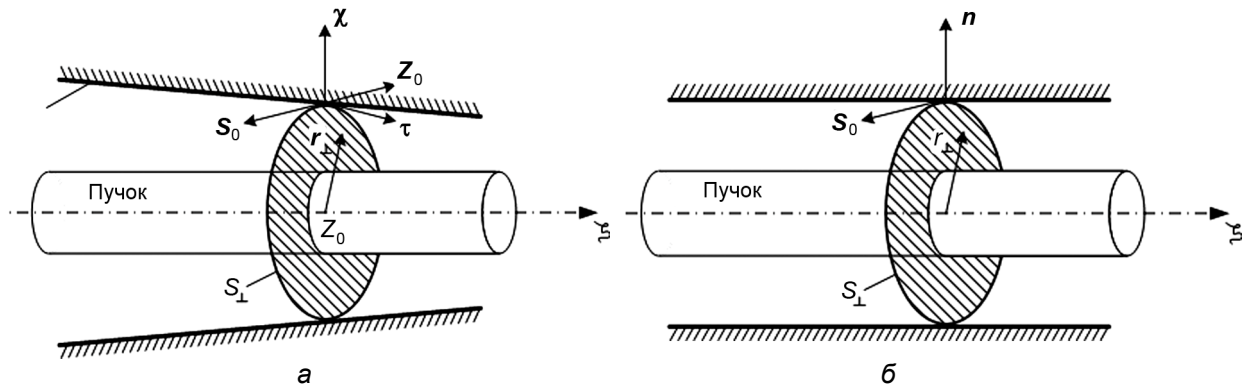


Рис. 2. Поперечное сечение (S_{\perp}) в нерегулярном волноводе с электронным пучком (а) и волноводом сравнения (б)

В основу предлагаемой теории здесь положен метод связанных волн в стандартной форме [5]

$$\frac{dP_v}{dz} - ih_v P_v = \sum_j S_{vj} P_j + \frac{1}{N_v} \int \{ \mathbf{j}^e \mathbf{E}_v^c - \mathbf{j}^m \mathbf{H}_v^c \} dS_{\perp}, \quad (16)$$

где P_j – комплексные амплитуды собственных волн [4] регулярных волноводов, а

$$S_{vj} = -\frac{1}{N_v} \frac{dN_v}{dz} \delta_{vj} - \frac{c}{4\pi N_v} \oint \chi E_{nv}^2 H_{sj} dl + \\ + \frac{c}{4\pi N_v} \int \left\{ \left[\mathbf{E}_j \times \frac{\partial \mathbf{H}_v^c}{\partial z} \right] \mathbf{z}_0 - \left[\frac{\partial \mathbf{E}_v^c}{\partial z} \mathbf{H}_j \right] \mathbf{z}_0 - \frac{4\pi}{c} \left(J_j \frac{\partial U_v^c}{\partial z} - \frac{\partial J_v^c}{\partial z} U_j \right) \right\} dS_{\perp} \quad (17)$$

– коэффициенты связи, являющиеся дифференциальными характеристиками нерегулярных участков исследуемых волноводов [5].

Заключение

Представленный в статье метод является по существу глубоким развитием метода поперечных сечений, применяемого в теории волноводов. Метод во многом универсален и допускает дальнейшее развитие как в направлении усложнения свойств среды, так и временных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания. – М.: ИЛ, 1963. – 352 с.
2. Релятивистская высокочастотная электроника / под ред. А.В. Гапонова-Грехова. – Горький: ИПФ АН СССР, 1979. – 300 с.
3. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
4. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. радио, 1973. – 300 с.
5. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. – М.: АН СССР, 1961. – 216 с.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Ковалев Николай Федорович, д.ф.-м.н., профессор, гл. науч. сотр., e-mail: kovalev@ipfran.ru;

Гойхман Михаил Борисович, науч. сотр., e-mail: goihman@ipfran.ru;

Громов Александр Викторович, науч. сотр., e-mail: gromov@ipfran.ru;

Палицин Алексей Валентинович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией, e-mail: pal@ipfran.ru.

N.F. KOVALEV, M.B. GOIKHMAN, A.V. GROMOV, A.V. PALITSIN

COUPLE COEFFICIENTS OF WAVES OF MAGNETIZED THIN-WALLED HIGH CURRENT ELECTRON BEAMS

We present in the report a few variants of quadratic relations in form of Lorentz lemma which are directly related to the law of conservation of energy and z-component of momentum. Biorthogonal conditions are introduced for problems of electron-electromagnetic waves excitation and their scattering on waveguide irregularities. On the basis of obtained relations we developed the theory of coupled electron-electromagnetic waves and derived coupling coefficients which are suitable for development of small signal approximation for thin-walled electron beams.

Keywords: Lorentz lemma, electron beam, electron-electromagnetic wave, coupling coefficient, uniform waveguide, flux of momentum, conjugate system, biorthogonality.

УДК 621.3

В.А. БАЛДЫГИН, И.Н. ГРИГОРЬЕВ, М.Б. КРУЧЕНОВ, В.П. ЛИСИЦЫН, И.А. МЫСИН, М.Г. НИКИФОРОВ

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ И МЕЗОПОЛОСНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПОМОЩИ РАДИАЛЬНЫХ ФОРМИРУЮЩИХ ЛИНИЙ

Разработана серия импульсных излучателей электромагнитных импульсов. В выходных каскадах импульсных генераторов применяются оригинальные радиальные формирующие линии, коммутируемые на коаксиальные передающие линии многоискровым кольцевым разрядом в среде водорода при давлении 100 атм. Радиальные формирующие линии позволяют получать на нагрузке субнаносекундные импульсы однополярной, биполярной и колебательной форм. Длительность импульсов варьируется в пределах $(0,1-10) \cdot 10^{-9}$ с. Амплитуда выходных напряжений в отдельных устройствах составляла 1 МВ. Реализованы частотные режимы работы с частотой следования импульсов до 500 Гц. Длительность пачек импульсов от 1 до 10 с. Максимальное значение эффективного потенциала составило 18 МВ.

Ключевые слова: сверхширокополосные и мезополосные импульсы, формирующие линии.

Интерес к сверхширокополосным электромагнитным импульсам (ЭМИ) большой мощности возник достаточно давно. При этом были предложены различные устройства (импульсные генераторы, излучатели и т.д.), создающие мощные сверхширокополосные ЭМИ [1–5]. Несколько позже появились исследования, посвящённые созданию мезополосных импульсов. [6–8]. Обычно мезополосные импульсы создаёт так называемый SWO (Switched Oscillator) – отрезок низкоомной коаксиальной линии, который сначала заряжается, а затем «закорачивается» на одном конце с помощью разрядника. Ниже рассматриваются оригинальные системы генерации ЭМИ гигаваттных мощностей, использующие радиальные формирующие линии (ФЛ) [9–11].

Блок-схема устройства для формирования субнаносекундных импульсов представлена на рис. 1.

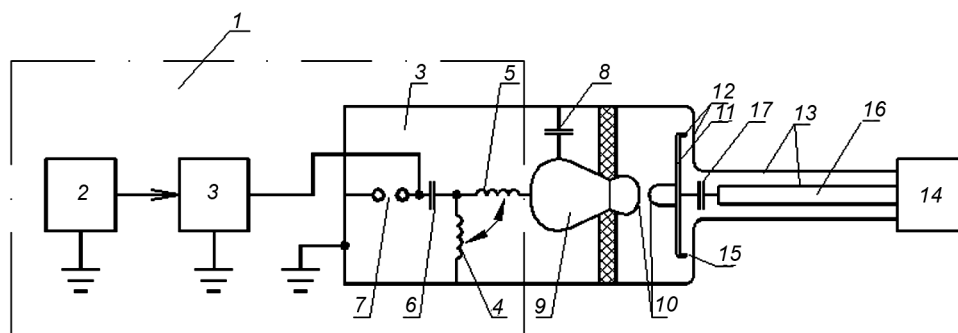


Рис. 1. Блок-схема устройства для формирования субнаносекундных импульсов: 1 – источник импульсного напряжения; 2 – система управления; 3 – зарядное устройство; 4 и 5 – первичная и вторичная обмотка импульсного трансформатора; 6 – накопительный конденсатор; 7 – коммутатор первичного контура; 8 – формирующая линия; 9 – высоковольтный проводник ФЛ; 10 – разрядник-обостритель; 11 – дисковый высоковольтный проводник ФЛ; 12 – радиальная ФЛ; 13 – коаксиальная передающая линия (ПЛ); 14 – нагрузка; 15 – многоискровой кольцевой разрядник; 16 – высоковольтный проводник ПЛ; 17 – конструктивная ёмкость

Устройство работает следующим образом. От системы управления 2 подаётся команда на включение зарядного устройства 3, с помощью которого происходит зарядка накопительной ёмкости 6 до необходимого уровня напряжения. После этого от системы управления 2 подаётся команда на включение коммутатора 7, вследствие чего ёмкость 6 разряжается на первичную обмотку 4-импульсного трансформатора, и на вторичной обмотке 5 импульсного трансформатора возникает импульс высокого напряжения, который заряжает ФЛ 8. Когда амплитуда напряжения на ФЛ 8

приближается к максимальной, срабатывает разрядник-обостритель 10 и происходит быстрая зарядка радиальной ФЛ 12 от ФЛ 8 за время примерно 2 нс (кривая 1 на рис. 2).

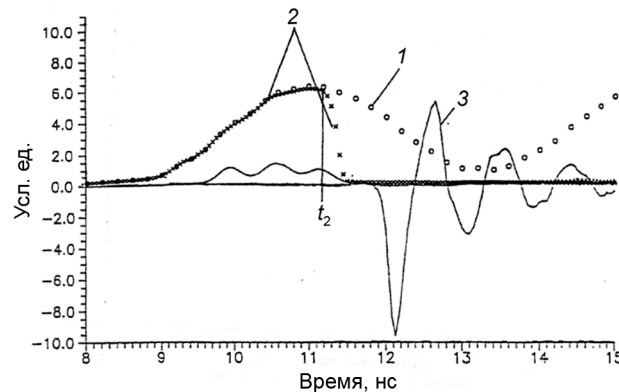


Рис. 2. Импульсы напряжения в радиальной формирующей линии: кр. 1 – импульс зарядки радиальной ФЛ без пробоя многоканального коммутатора; кр. 2 – импульс зарядки радиальной ФЛ при пробое многоканального коммутатора; кр. 3 – выходной импульс в передающей коаксиальной линии

При величине напряжения на радиальной линии ФЛ 12, равной пробивному напряжению кольцевого разрядника 15 (в момент времени t_2 на рис. 2), разрядник пробивается, напряжение на нём резко падает (кривая 2 на рис. 2) и к центру радиальной ФЛ 12 распространяется электромагнитная волна. Часть энергии волны через конструктивную ёмкость 17 проходит в передающую коаксиальную линию 13 и поступает в нагрузку 14, а другая часть отражается от центра радиальной линии к её периферии. В зависимости от соотношения параметров линий 12 и 13 электромагнитная энергия, запасенная в радиальной линии, передаётся в нагрузку либо за один импульс, либо за несколько пробегов по радиальной линии. На нагрузке формируется либо колебательный – мезополосный импульс (кривая 3 на рис. 2, рис. 3) либо аperiodический СШП-импульс (рис. 4).

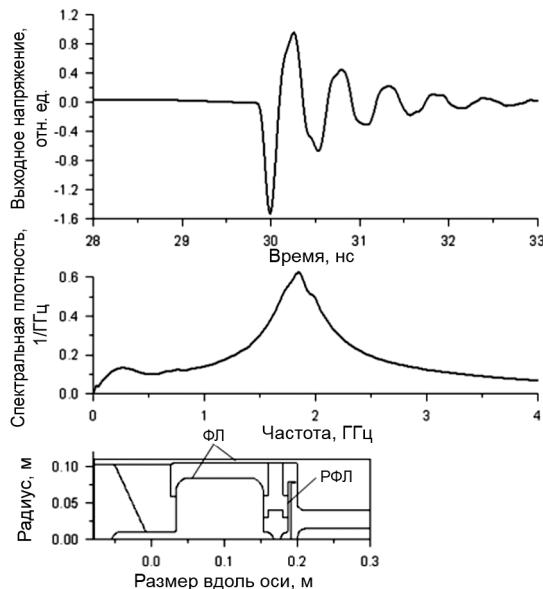


Рис. 3. Расчётная форма импульсов с выходным трактом 60 Ом

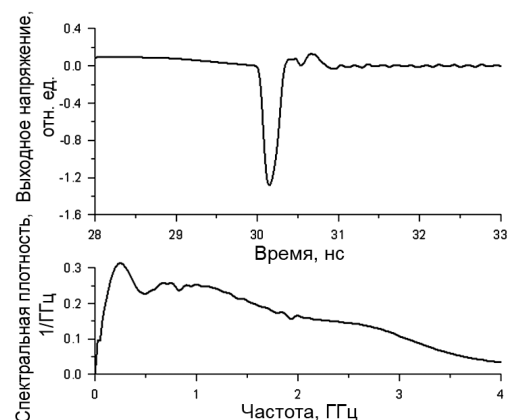


Рис. 4. Расчётная форма импульсов с выходным трактом 20 Ом

Благодаря эффекту трансформации, амплитуда напряжения на нагрузке 14 больше амплитуды зарядного импульса выходной ФЛ 12, что видно из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 2. Если пробой кольцевого разрядника 15 не происходит, то напряжение на выходной ФЛ 12 и на кольцевом разряднике 15 имеет форму, соответствующую кривой 1 на рис. 2.

На рис. 2–4 представлены результаты численного моделирования методом FDTD электродинамических процессов, протекающих в генераторном модуле. На рис. 3 и 4 показаны: выходное напряжение, модуль спектральной плотности напряжения и модельная геометрия (рис. 3). Время коммутации кольцевого многоканального разрядника – 0.2 нс. Он работает в водороде под давлением до 100 атм. Характерным является изменение формы выходного напряжения и ширины полосы его спектра в зависимости от соотношений волновых сопротивлений формирующего и передающих трактов.

Система формирования мезополосных импульсов может быть реализована с использованием двойной радиальной линии (ДРЛ) [10]. На рис. 5 схематически показано подключение ФЛ через коммутирующий разрядник к ДРЛ. В такой конструкции существенно возрастает полезная энергия, запасаемая в ДРЛ и поступающая в нагрузку (КПД около 0.4), увеличивается длительность выходного импульса.



Рис. 5. Расчётная геометрия системы формирования импульсов с нижним положением кольцевого разрядника и проводников ДРЛ

На рис. 6 показаны расчётные кривые напряжений на ФЛ и на нагрузке при нижнем расположении кольцевого разрядника. Длительность импульса составляет около 15 нс.

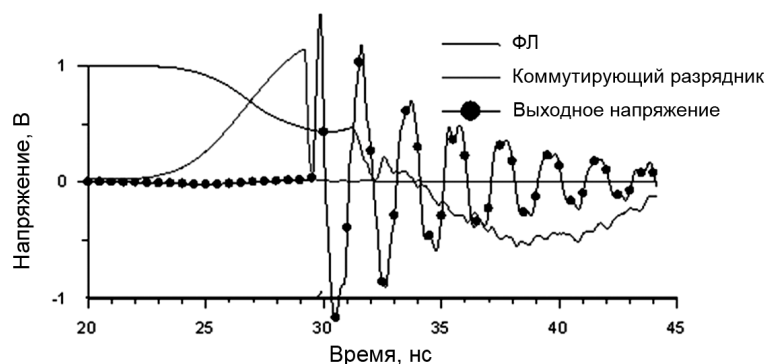


Рис. 6. Характерные напряжения в системе формирования импульсов с ДРЛ

Другой важной особенностью такой конструкции является возможность варьировать среднюю частоту колебаний импульса и его длительность путём изменения местоположения кольцевого разрядника. Средняя частота варьируется от 0.2 до 1.0 ГГц. В импульсно-периодическом режиме работы излучателей при длительности пачки до 5–10 с можно обеспечить механическое движение кольцевого разрядника в течение пачки. При этом частота колебаний будет меняться в течение одной пачки, что важно для некоторых применений.

Нами разработано несколько источников мощных ЭМИ, в которых используются радиальные формирующие линии [3, 11].

Конструкция устройства, излучающего мезополосные импульсы, показана на рис. 7.

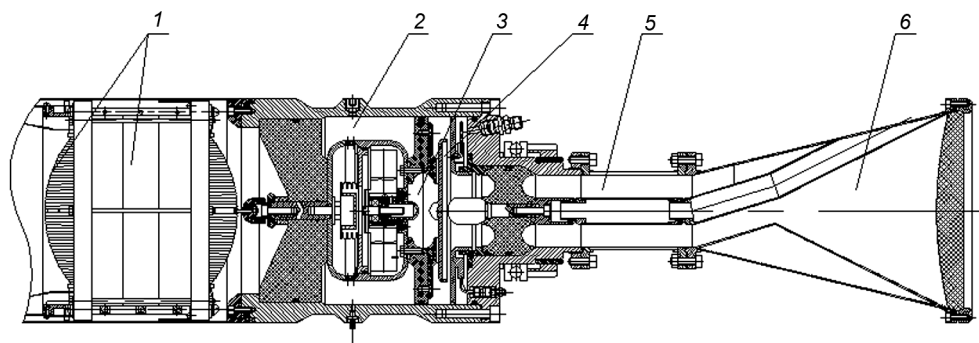


Рис. 7. Конструкция излучателя мезополосных ЭМИ: 1 – импульсный трансформатор, 2 – формирующая линия, 3 – коммутатор-обостритель, 4 – радиальная формирующая линия, 5 – коаксиальная линия, 6 – коническая рупорная антенна с гребенчатым переходом от коаксиальной линии

На рис. 8 показан излучатель на основе двух офсетных параболических зеркал диаметром 2.4 м с общим фокусом. Импульсный генератор имеет выходное напряжение 500 кВ. Облучателем является ТЕМ-рупор. Пиковая мощность 4 ГВт, эквивалентный потенциал около 3 МВ, частота следования импульсов до 300 Гц, длительность пачки до 5 с. Осциллограмма импульса электрического поля на расстоянии 100 м приведена на рис. 9.



Рис. 8. Излучатель со сдвоенными зеркалами

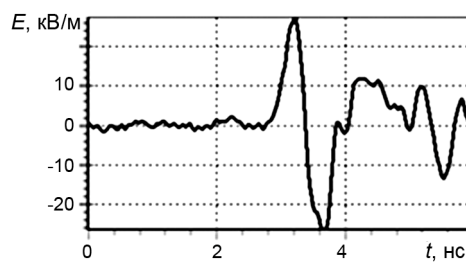


Рис. 9. Импульс электрического поля излучателя со сдвоенными зеркалами

На рис. 10 представлен излучатель, содержащий двухзеркальную антенну (схема Кассегрена со смещённой фокальной осью). Основное параболическое зеркало диаметром 6.2 м выполнено из сетчатых сегментов. Контррефлектор имеет диаметр 0.8 м. Через отверстие в центре основного зеркала проходит коаксиальная линия, соединяющая импульсный генератор, расположенный за зеркалом, с облучателем в виде конического рупора, аналогичного рупору, приведённому на рис. 7. На выходе генератора формируется импульс (рис. 11), пиковая мощность которого бо-



Рис. 10. Излучатель с двухзеркальной антенной

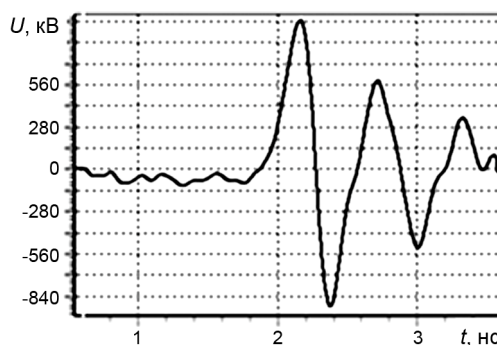


Рис. 11. Осциллограмма импульса напряжения на выходе генератора

лее 10 ГВт. При этом на выходе импульсного трансформатора, с сердечником из нанокристаллического сплава, амплитуда напряжения превышает 1 МВ.

Регистрация электромагнитных импульсов производилась на расстоянии 1000 м. Эффективный потенциал E_r (E – пиковая величина напряжённости электрического поля, r – расстояние до точки наблюдения в дальней зоне) составляет 18 МВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prather W.D., Baum C.E., Torres R. J., et al. // IEEE Trans. Electromagn. Compatibility. – 2004. – V. 46. – No. 3. – P. 335–343.
2. Baum C.E., Baker W.L., Prather W.D., et al. // Proc. IEEE. – 2004. – V. 92. – P. 1096–1109.
3. Балдыгин В.А., Бабенко Л.А., Бусыгина Л.А. и др. // К 85-летию ВЭИ: сб. науч. трудов. – М., 2006. – С. 173–177.
4. Беличенко В.П., Буюнов Ю.И., Кошелев В.И. // Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. – Новосибирск: Наука, 2015. – 483 с.
5. Балдыгин В.А., Белошапко А.А., Давыдов О.В. и др. // Прикладная физика. – 2001. – № 4. – С. 11–14.
6. Baum C.E. // Switched Oscillators. – Circuit and Electromagnetic System Design Note 45, 2000.
7. Giri D.V. and Tesche F.M. // IEEE Trans. Electromagn. Compatibility. – 2004. – V. 46. – No. 3. – P. 322–328.
8. Tuo J.S., Skipper M.C., Abdalla M.D., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2010. – V. 38. – No. 6. – P. 1450–1461.
9. Балдыгин В.А., Никифоров М.Г. Устройство для формирования субнаносекундных импульсов // Патент РФ № 2206175. Заявл. 19.11.2001; Оpubл. 10.06.2003.
10. Лисицын В.П., Никифоров М.Г. Устройство для формирования субнаносекундных импульсов // Патент РФ RU2382488 – МПК H03K3/53. Заявл. 11.12.2008; Оpubл. 20.02.2010.
11. Baldygin V.A., Lisitsyn V.P., and Nikiforov M.G. // EUROEM 2008, European Electromagnetics. Lausanne, Switzerland, 21–25 July 2008.

АО «НПП «ЭРА», г. Истра, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Балдыгин Виталий Алексеевич, e-mail: npp.era@yandex.ru;

Григорьев Игорь Николаевич, к.т.н., e-mail: npp.era@yandex.ru;

Кручёнов Михаил Борисович, к.ф.-м.н., e-mail: npp.era@yandex.ru;

Лисицын Владислав Павлович, к.т.н., e-mail: lisitsyn@istranet.ru;

Мысин Игорь Андреевич, к.т.н., e-mail: npp.era@yandex.ru;

Никифоров Михаил Георгиевич, д.т.н., e-mail: npp.era@yandex.ru.

V.A. BALDYGIN, I.N. GRIGORIEV, M.B. KRUCHENOV, V.P. LISITSYN, I.A. MYSIN, M.G. NIKIFOROV

GENERATION OF ULTRA-WIDEBAND AND MESOBAND PULSES BY USING RADIAL FORMING LINES

A series of pulsed high-voltage systems consisting of generators of high-voltage pulses and radiators has been developed. In the output stages of the generators, radial forming lines are used that are connected with the coaxial transmission lines switched by a multi-spark ring discharge in a hydrogen medium with a pressure of 100 atm. Radial forming lines allow to obtain subnanosecond pulses of unipolar, bipolar and oscillation forms on the load. The pulse duration varies within the range $(0.1-10) \cdot 10^{-9}$ s. The amplitude of the pulses of the output voltage in some devices exceeded 1 MV. Frequency modes of operation with pulse repetition frequency up to 500 Hz are realized. The maximum value of the effective potential E_r (E is the peak value of the electric field strength, r is the distance to the observation point in the far zone) was 18 MV.

Keywords: ultra-wideband and mezband pulses, forming lines.

УДК 533.9.082.7, 537.856

В.А. КОКШЕНЕВ, Н.Е. КУРМАЕВ, Ф.И. ФУРСОВ, Р.К. ЧЕРДИЗОВ

**ФОРМИРОВАНИЕ ПЛОТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ И ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЕ
В НЕОДНОРОДНОМ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ***

Рассмотрены источники плазмы на основе разряда в диэлектрическом капилляре, позволяющие формировать высокоскоростные плазменные потоки с плотностью не менее 10^{-7} г/см³. Приведены экспериментальные результаты исследования распространения таких сгустков в неоднородном поперечном магнитном поле величиной до 1.5 Тл. В тестовых экспериментах на установке ГИТ-12 продемонстрирована возможность управляемого шунтирования контура нагрузки (режим кроубара) в результате переключения межэлектродного зазора передающей вакуумной линии плазменным потоком.

Ключевые слова: плазменная пушка, сильнооточный разряд в капилляре, режим кроубара.

Введение

В современных экспериментах с Z-пинчами эффективность передачи энергии в нагрузку не превышает 20–25 % [1] и вся оставшаяся энергия выделяется в активных элементах контура в колебательном режиме разряда. Такой режим разряда приводит к реверсу напряжения на конденсаторах первичного накопителя и сокращению их срока службы или к вынужденному снижению зарядного напряжения и уменьшению запасаемой энергии. Известно, что уменьшение реверса напряжения на 20 % приводит к увеличению ресурса конденсаторов примерно в 10 раз, а переход от колебательного разряда с декрементом затухания 1.5 к апериодическому – приблизительно в 100 раз [2]. Для уменьшения реверса напряжения в цепь разряда устанавливаются демпфирующие (иногда нелинейные) сопротивления или применяется шунтирование индуктивности контура нагрузки – режим кроубара. Режим кроубара в отличие от первого способа позволяет сохранить амплитуду тока в нагрузке и соответственно вводимую в нее энергию. Кроме того, такой режим может защитить область Z-пинч нагрузки и установленного вблизи диагностического оборудования от значительного разрушения, имеющего место в результате длительного протекания мегаамперного тока с переносом заряда в несколько кулон.

В мощных генераторах подвод энергии к излучающей нагрузке осуществляется по передающим вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией (МИПЛ). Предлагается реализовать шунтирование индуктивности контура за первичным накопителем перекрытием межэлектродного промежутка МИПЛ с помощью плазменного коммутатора. В этом случае плазменный поток инжектируется в поперечное магнитное поле МИПЛ. В соответствии с теоретическим анализом движения плазмы в однородном поперечном магнитном поле [3] давление налетающего (неограниченного в поперечных размерах) плазменного потока должно быть достаточным для преодоления давления магнитного поля ($\rho v^2 \geq H^2/8\pi$). В случае равенства давлений переходной слой достигает толщины порядка ионного ларморовского радиуса. Используемые в наших экспериментах с прерывателями тока плазменные пушки (ПП) с разрядом в капилляре диаметром 1.4 мм и длиной ~ 5 мм создают поток плазмы с концентрацией электронов $\sim 10^{15}$ см⁻³, имеющий скорость 3–5 см/мкс [4, 5]. При разряде по поверхности полиэтилена (период ~ 4.8 мкс, ток в 1 ПП ~ 9.5 кА) формируется водородный форсгусток, имеющий скорость до 10 см/мкс. В основном потоке это одно- и двухзарядные ионы углерода с плотностью не более 10^{-7} г/см³. Задача теоретического анализа вхождения и движения ограниченного и многокомпонентного по составу плазменного сгустка в поперечном неоднородном магнитном поле очень сложна и не имеет наглядных аналитических выражений. В работах [6, 7] показано, что после прохождения поперечного магнитного поля плазма значительно обедняется ионами водорода и многозарядными ионами. Однозарядные тяжелые ионы проникают через поле достаточно хорошо. Оценки показывают, что для плазменного углеродного потока с плотностью не менее 10^{-7} г/см³ и скоростью ≥ 5 см/мкс критическое магнитное поле $B \geq 0.8$ Тл.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-00568-а).

В данной работе исследовано формирование плотных высокоскоростных плазменных потоков при сильноточном разряде в диэлектрическом капилляре. Приведены результаты экспериментов по распространению таких потоков в неоднородном поперечном магнитном поле. Показана возможность реализации кроубарного режима в МИПЛ в тестовых экспериментах на мегаамперном генераторе ГИТ-12.

Характеристики источников плазмы с разрядом в диэлектрическом капилляре

Для определения диапазона возможных характеристик ПП на основе капиллярного разряда по поверхности полиэтилена были проведены эксперименты с капиллярами диаметрами 0.5, 1.4 и 3.5 мм, длиной 5, 10 и 15 мм и амплитудными токами 10, 18 и 140 кА с временем нарастания 1.2–1.35 мкс. Плазма инжектировалась в радиальную вакуумную линию с возможной регулировкой зазора между ПП и внутренним электродом от 3 до 10 см. Для формирования поперечного магнитного поля в радиальной линии установлен короткозамкнутый стержень, по которому протекал ток с $T/4 \cong 1.8$ мкс и максимальной амплитудой от 400 кА до 1 МА. В области инжекции плазмы это соответствовало нарастанию магнитного поля от 0 до $B \sim 2$ Тл. Независимая регулировка момента начала тока в ПП и тока в короткозамкнутом стержне позволяла изменять взаимную задержку процессов в широком временном диапазоне.

Для измерения характеристик плазменного потока использовался электронно-оптический комплекс «Nanogate Frame-9». Комплекс состоит из двух однокадровых стробируемых электронно-оптических камер (ЭОК) «Nanogate-2» с минимальным временем экспозиции 10 нс и с регулируемой задержкой между их срабатыванием. Оптическая схема позволяла регистрировать излучение в окне 5.6×4.2 см. Размеры светящейся области плазменного потока, полученные в синхронизированный относительно осциллограмм тока в ПП (и в стержне) момент времени и с известным временным интервалом, позволяли измерять скорость его движения.

Параллельный способ оценки параметров инжектируемого плазменного сгустка при движении в поперечном магнитном поле заключался в следующем. Измеряя напряжение $U(t)$ на входе вакуумной линии и производную тока $DI = dI/dt$, мы определяем как ток $I(t)$, так и индуктивность участка линии от места измерения напряжения $L_v(t) = \int U(t)dt / I(t)$. Величина $L_t = U(t)/DI$ измеряется в генри, но не является индуктивностью и равна ей, если $dL(t)/dt = 0$. Но эта величина очень чувствительна к изменению электротехнических параметров контура. При отсутствии плазменного потока величины $L_v^0(t)$ и L_t равны, по крайней мере, в течение ~ 1.8 мкс. При инжекции плазмы в зависимости от взаимной задержки тока в ПП и $I(t)$ реализуются два сценария. В первом случае – с самого начала $L_v(t) < L_v^0(t)$ на величину ΔL и может выйти на величину $L_v^0(t)$ спустя некоторое время Δt , зависящее от количества плазмы в межэлектродном промежутке. Во втором случае – в течение времени t_k имеет место $L_v(t) = L_v^0(t) \cong L_t$, а затем величина L_t резко уменьшается на величину $\sim \Delta L$ – плазма перемикает межэлектродный зазор линии (см. осциллограммы на рис. 2). Величина скорости $v_k = d / t_k$, где d – расстояние между ПП и электродом линии, зависит от величины поперечного магнитного поля: чем в большее начальное магнитное поле начинается инжекция плазмы, тем меньше усредненная скорость v_k . Отметим, что при определенной задержке t_d между началом инжекции плазмы и включением тока $I(t)$, $t_k \rightarrow 0$ и $v \rightarrow v_0 \cong d / t_d$. Оценки начальных величин v_0 и ρ_0 можно получить из предположения, что торможение плазменного сгустка на величину $\Delta v = v_0 - v_k$ происходит за счет воздействия давления магнитного поля $p_m = \bar{H}_k^2 / 8\pi$. Измеряя в эксперименте скорости v_k при разных значениях \bar{H}_k и принимая во внимание уравнение сохранения массы $\rho_0 v_0 = \rho_k v_k$, можно определить v_0 и ρ_0 , т.е. параметры плазмы на выходе капилляра. Ниже приведены характеристики исследованных источников плазмы по описанной времяпролетной методике.

Кроубарный режим с малым импедансом можно получить в МИПЛ только при использовании протяженных плазменных потоков по всей плоскости сечения межэлектродного зазора линии. Практически просто это реализовать при установке по периметру МИПЛ достаточного количества источников плазмы типа ПП. На рис. 1 приведены фотография планарного источника плазмы с 8 ПП и кадр с ЭОК «Nanogate-2» (экспозиция 500 нс, задержка относительно максимума тока $I_p = 1.5$ мкс) при формировании плазменной струи в капилляре диаметром 1.4 мм и длиной 15 мм в колебательном разряде с током 18 кА и $T/4 = 1.3$ мкс. Видно, что плазменная струя имеет малый угол расходимости $\leq 10^\circ$, что при температуре электронов 5–7 эВ соответствует скорости инжекции 7–8 см/мкс. Эксперимент при инжекции плазмы этим источником в поперечное магнитное

поле со средними значениями $\bar{H}_{k1} \sim 2.6$ кЭ и $\bar{H}_{k2} \sim 5$ кЭ дает $v_0 \sim 7\text{--}8$ см/мкс и $\rho_0 \sim 2 \cdot 10^{-7}$ г/см³. При токе 9.5 кА/1.2 мкс в капилляре 0.5 мм/15 мм начальная скорость инжекции составляет $v_0 \sim 5\text{--}6$ см/мкс.

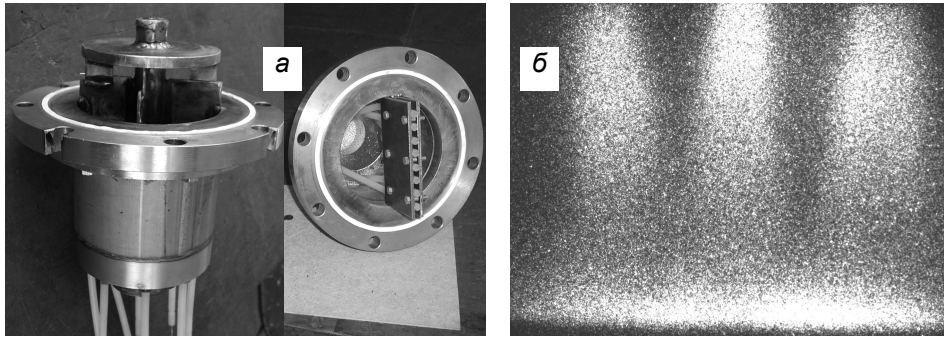


Рис. 1. Фотографии источников плазмы с током 140 кА и планарного источника из 8 ПП (а). Кадр «Nanogate-2» с экспозицией 500 нс при инжекции плазмы планарным источником (б)

На рис. 2 представлены результаты эксперимента с ПП с током 140 кА в капилляре диаметром 3.5 мм и длиной 15 мм. Получены значения $v_0 \sim 7$ см/мкс и $\rho_0 \sim (1\text{--}2) \cdot 10^{-7}$ г/см³. При уменьшении диаметра капилляра до 1.5 мм: $v_0 \sim 8\text{--}9$ см/мкс и $\rho_0 \sim 2 \cdot 10^{-7}$ г/см³. Для углеродной плазмы эти величины плотности соответствуют концентрации $\sim (1\text{--}2) \cdot 10^{16}$ см⁻³.

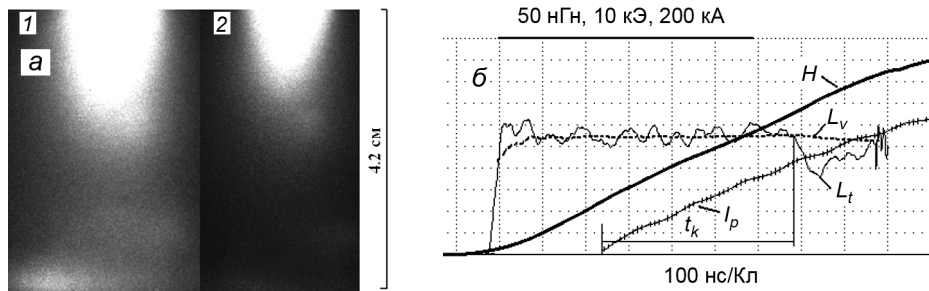


Рис. 2. Кадры «Nanogate-2» с экспозицией 250 нс при инжекции плазмы в магнитное поле разной величины: 1 – $\bar{H}_{k1} \sim 4.8$ кЭ, 2 – $\bar{H}_{k2} \sim 7.9$ кЭ (а). Характерные осциллограммы тока в ПП (I_p), изменения магнитного поля в зазоре (H), величин L_v и L_t , t_k – время переключения плазмой межэлектродного зазора (б)

Тестовый эксперимент по реализации кроубарного режима в МИПЛ на генераторе ГИТ-12

Протестированы две конструкции кроубара на основе плазменного коммутатора с использованием описанных выше источников плазмы. В конструкции 1 плазменный поток коммутатора формировался планарными источниками плазмы по 8 ПП в каждом. Амплитуда тока в каждой ПП ~ 18 кА с временем нарастания 1.3 мкс. Установка четырех таких источников через 90° на сборном электроде центрального узла диаметром 1.5 м позволила получить режим кроубара с отключением тока генератора амплитудой до 2 МА от нагрузки индуктивностью 60 нГн. На рис. 3 приведены осциллограммы этого режима. Ток I_p в данном выстреле (№ 1987) задержан на 420 нс относительно тока генератора I_G . Отсюда время t_k между началом тока в ПП и моментом резкого спада U_z равно 430 нс, что при расстоянии между ПП и центральным электродом МИПЛ 3 см соответствует средней скорости плазменных потоков ~ 7 см/мкс. Как видно из осциллограмм, ограниченное количество планарных источников на большом диаметре не позволило в полной мере реализовать низкоиндуктивный кроубар.

В конструкции 2 (рис. 4) плазменный коммутатор формировался 16 ПП (капилляр – 0.5 мм/15 мм, ток в каждой ПП ~ 9.5 кА с фронтом 1.2 мкс), установленными равномерно по периметру внешнего электрода диаметром 380 мм в МИПЛ с $\rho \cong 10$ Ом. На рис. 4, б приведены осциллограммы кроубарного режима с отключением нагрузки индуктивностью 25 нГн от генератора. В данном выстреле (№ 2029, $\Delta t^{I_G-I_p} \sim 400$ нс) усредненная скорость плазменного потока соста-

вила $v_k \cong 4.2$ см/мкс при движении в магнитном поле, нарастающем с 4.2 до 11.5 кЭ за время ~ 550 нс. Грубая оценка плотности плазмы из условия сохранения импульса $m\Delta v \sim \int F(t)dt$, где $F(t) = p_m(t)S$, дает величину $\rho_0 \sim 3 \cdot 10^{-7}$ г/см³ и соответствующую ей концентрацию углеродной плазмы $\sim 10^{16}$ см⁻³.

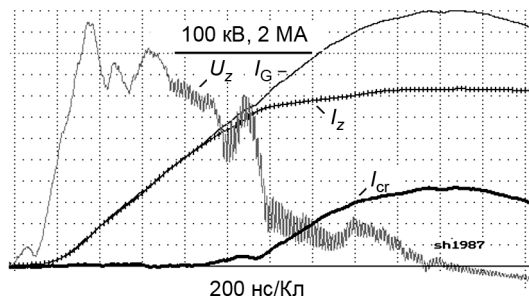


Рис. 3. Осциллограммы режима для кроубара конструкции 1 при индуктивности контура нагрузки $L_z = 60$ нГн, I_G , I_z , I_{cr} – токи генератора, нагрузки и плазменного коммутатора, U_z – напряжение на центральном электроде

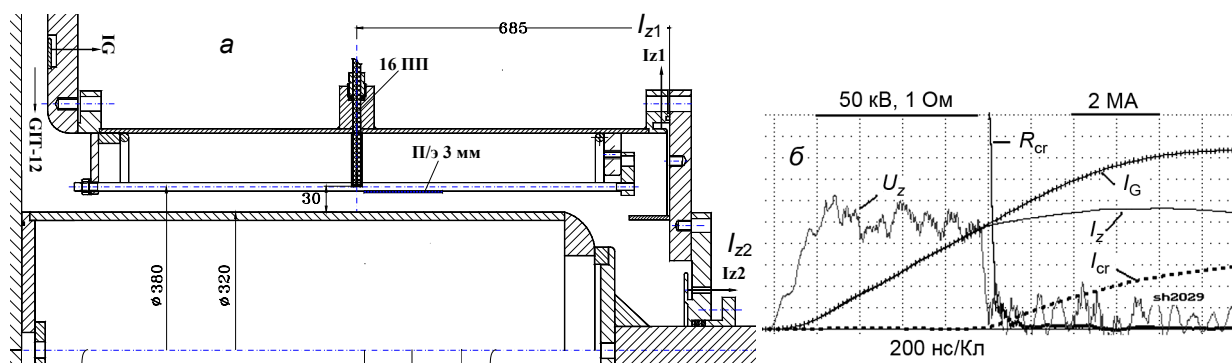


Рис. 4. Конструкция 2 кроубара на основе плазменного коммутатора из 16 ПП в МИПЛ с $\rho \cong 10$ Ом (а). Осциллограммы режима для индуктивности контура нагрузки $L_z = 25$ нГн (б)

Заключение

Экспериментально исследовано распространение плазменных потоков, формируемых сильноточным разрядом в капилляре, в неоднородном поперечном магнитном поле. Плазменные пушки с разрядом по поверхности полиэтилена в капилляре диаметром 0.5 мм и длиной 15 мм при амплитудах тока 10 или 18 кА с фронтом 1.2–1.3 мкс позволяют формировать плазменные сгустки с плотностью не менее 10^{-7} г/см³ и скоростью до 5–7 см/мкс. Плазменный коммутатор планарной конструкции на основе исследованных ПП позволил реализовать управляемый режим кроубара в передающей вакуумной линии с магнитной самоизоляцией при микросекундном нарастании магнитного поля в зазоре до 1.5 Тл с отсечкой контура нагрузки индуктивностью 25 нГн от генератора ГИТ-12.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Орешкин В. И. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39. – Вып. 15. – С. 1–11.
- Кучинский Г.С., Шкуропат П.И., Шнеерсон Г.А. // Генераторы больших импульсных токов. – В кн.: Физика и техника мощных импульсных систем / под ред. Е.П. Велихова. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 127.
- Лонгмайр К. Физика плазмы. – М.: Атомиздат, 1966.
- Chuvatin A., Rouille C., Etlicher B., et al. // Proc. XI Intern. High Power Particle Beams Conf. – Prague, 1996 – P. 1203–1206.
- Getman D.V., Kim A.A., and Kurmaev N.E. // Int. Workshop on Physics and Technique on High Power Opening Switches. – Novosibirsk, 1989. – P. 165–174.

6. Демиденко И.И., Падалка В.Г., Сафронов Б.Г., Синельников К.Д. // ЖТФ. – 1964. – Т. 34. – Вып. 7. – С. 1183–1190.
7. Демиденко И.И., Ломино Н.С., Падалка В.Г., Хижняк Н.А. // ЖТФ. – 1971. – Т. 41. – Вып. 5. – С. 900–909.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Кокшенев Владимир Алексеевич, к.т.н., ст. науч. сотр. отд. имп. техн., e-mail: vak@oit.hcei.tsc.ru;

Курмаев Николай Евгеньевич, ведущ. электроник;

Фурсов Федор Иванович, ведущ. электроник;

Чердизов Рустам Кошалиевич, мл. науч. сотр.

V.A. KOKSHENEV, N.E. KURMAEV, F.I. FURSOV, R.K. CHERDIZOV

MEGAAMPERE LOW-INDUCTANCE CROWBAR BASED ON A PLASMA SWITCH

In the paper, the possibility of realizing the mode of the crowbar on the GIT-12 generator with the help of a plasma switch installed in a magnetically insulated transmission line (MITL). The pressure of the incident plasma stream should be sufficient to overcome the pressure of the transverse magnetic field ($\rho v^2 > H^2/8\pi$). Estimates show that for a magnetic field $B \sim 0.5$ T ($H \sim 4$ kA / cm) at a plasma velocity of 5 cm / μ s, its density should be at least $4 \cdot 10^{-8}$ g/cm³ (for $C^+ \sim 2 \cdot 10^{15}$ cm⁻³). Plasma guns (PG) with a discharge over the surface of polyethylene in a capillary are investigated for a plasma switch. The diameter of the capillaries was 0.5 or 1.5 mm, length – 15 mm. The current in 1 PG varied from 10 to 18 kA with a front of 1.2–1.3 μ s. Plasma streams with a density of $\sim 10^{-7}$ g/cm³ and a velocity of ~ 5 –7 cm/ μ s were obtained. Two designs of the crowbar based on the plasma switch were tested. In design 1, the switch was formed by planar plasma sources of 8 PG in each. The current amplitude in each PG is ~ 18 kA with a rise time of 1.3 μ s. The installation of 4 such sources on a prefabricated electrode of a central node with a diameter of 1.5 m made it possible to obtain a mode of the crowbar with a current cut off by an amplitude of up to 2 MA from the load with an inductance of 60 nH. In the design 2, the switch was formed by 16 PGs (a capillary is 0.5 mm/15 mm), set evenly along the azimuth at a diameter of 380 mm in the MITL with $\rho = 10$ Ω . The controllable mode of the Crowbar in MITL is realized at a microsecond increase of the magnetic field in the interelectrode gap up to 1.5 T with cutoff of the load circuit by inductance of 25 nH from the generator GIT-12.

Keywords: *plasma gun, high-current capillary discharge, crowbar mode.*

УДК 621.319.53:621.374.5

Э.Н. АБДУЛЛИН, Г.Ф. БАСОВ

ГЕНЕРАТОРЫ МАРКСА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ МИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАПРЯЖЕНИЯ НА ПОСТОЯННОЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ РЕЗИСТИВНОЙ НАГРУЗКЕ*

Представлены результаты разработки двух вариантов генератора Маркса, обеспечивающих получение прямоугольных микросекундных импульсов напряжения на постоянной произвольной резистивной нагрузке. Генераторы имеют воздушную изоляцию и состоят из четырех или шести ступеней, собранных на основе искусственных длинных линий. Для устранения отражений от свободного конца линий каждая из ступеней снабжена согласованной нагрузкой и представляет собой аналог схемы Введенского. Генератор обеспечивает получение на постоянной произвольной резистивной нагрузке импульсов напряжения до 200–250 кВ, близких прямоугольным, длительностью 5 мкс, а также импульсов до 140 кВ с регулируемой длительностью в диапазоне 5–10 мкс.

Ключевые слова: генераторы Маркса, прямоугольные импульсы, длинные линии, согласованные нагрузки.

Введение

Генераторы высоковольтных микросекундных прямоугольных импульсов используются для питания электронных ускорителей с выводом электронного пучка в газ, предназначенных для возбуждения газовых лазеров и решения экологических задач (газоочистка, очистка и обеззараживание воды), питания технологических электронных источников для термообработки материалов.

Для получения прямоугольных импульсов высокого напряжения используют генераторы Маркса с промежуточными накопителями, цепями коррекции формы импульсов, срезающими разрядниками. Такие генераторы, однако, сложны и имеют относительно малую длительность импульса ~ 0.1 – 1 мкс. Для получения прямоугольных импульсов без отражений, как правило, необходимо согласование генератора с нагрузкой. При использовании срезающих разрядников важными проблемами являются обеспечения надежного запуска разрядников в условиях спада напряжения на нагрузке, а также защита генератора от перегрузок после срабатывания разрядников.

Перечисленные проблемы могут отсутствовать в генераторах Маркса со ступенями в виде искусственных длинных линий с согласованными нагрузками для устранения отражений от свободных концов линий, исследование возможности разработки которых и являлось целью настоящей работы. Схемы подключения согласованных нагрузок для получения прямоугольных импульсов напряжения в генераторах на основе одиночной длинной линии предложены ранее Ю.В. Введенским [1] и А.М. Шендеровичем [2, 3] и применены в кабельных генераторах, использующих отрезки радиочастотного кабеля в качестве длинных линий [4, 5]. Генераторы обеспечивают получение прямоугольных импульсов напряжения без отражений на постоянной произвольной резистивной нагрузке. Недостатком генераторов являются относительно невысокие значения напряжения до 40–50 кВ, тока 0.1–1 кА и длительности ~ 0.1 – 1 мкс генерируемых импульсов, определяемые параметрами кабеля. Предполагалось, что применение искусственных длинных линий, а также последовательное соединение линий при срабатывании генератора Маркса позволят расширить по сравнению с кабельными генераторами диапазон параметров получаемых импульсов.

К настоящему времени разработаны и испытаны два варианта генератора Маркса, обеспечивающих получение близких прямоугольным микросекундных импульсов напряжения на произвольной постоянной резистивной нагрузке. Генераторы состоят из четырех или шести ступеней, собранных на основе искусственных длинных линий. Каждая из ступеней снабжалась согласованной нагрузкой и представляла собой аналог схемы Введенского. Последовательное включение ступеней при срабатывании генератора и подключение к линиям согласованных нагрузок осуществлялось с помощью одного или двух блоков разрядников.

Один из первых вариантов генератора с одним блоком разрядников описан в [6, 7]. К настоящему времени генератор частично модернизирован и обеспечивает получение на постоянной резистивной нагрузке ~ 75 Ом прямоугольных импульсов до 200–250 кВ длительностью 5 мкс.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 17-08-01522, 18-48-700034.

В варианте генератора с двумя блоками разрядников получены прямоугольные импульсы до 140 кВ без отражений с регулируемой длительностью в пределах 5–10 мкс.

Устройство генераторов и результаты испытаний

Генераторы состояли из четырех или шести ступеней, имели воздушную изоляцию. Электрическая схема генератора с одним блоком разрядников с элементами второго блока приведена на рис. 1.

Ступени-линии генераторов состояли из шести звеньев, образованных катушками индуктивности $L = 3.4$ мкГн и конденсаторами $C = 0.185$ мкФ. Число индуктивностей в линии – пять, на концах линий индуктивности отсутствуют. Волновое сопротивление линии ~ 4.2 Ом, электрическая длина $\tau \sim 5$ мкс. Сопротивление рабочих нагрузок составляло от 17 до 80 Ом. Сопротивление согласованных нагрузок 4 Ом.

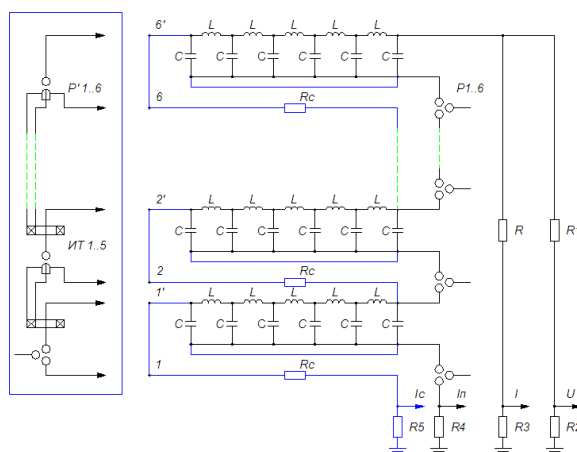


Рис. 1. Электрическая схема генератора из шести ступеней: P 1–6 – разрядники; R и R_c – рабочая и согласованная нагрузки; $R1$ – $R5$ – сопротивления делителя напряжения и токовые шунты. Элементы второго блока обведены рамкой: $P' 1$ –6 – разрядники; $ИТ 1$ –5 – импульсные трансформаторы

Один из концов каждой из согласованных нагрузок присоединяли к находящемуся под земляным потенциалом выводу конденсатора на свободном конце линии, в то время как второй конец соединялся с электродом коммутатора на выходе предыдущей ступени. Полное подключение согласованной нагрузки к линии происходит при пробое коммутатора одновременно с подсоединением линии к предшествующей. Для уменьшения индуктивности цепей разряда линий на согласованные нагрузки концы каждой из линий на стороне высокого напряжения соединяли друг с другом с помощью малоиндуктивных проводников.

Во втором варианте генератора присоединение выводов согласованных нагрузок к свободным концам линий производили не непосредственно, а с установкой между ними разрядников второго блока. В соответствии с рис. 1 электроды разрядников второго блока присоединялись к точкам контактов 1–1', 2–2', ... 6–6' после удаления проводников, соединяющих эти точки. В составе первого блока использовались газовые трех- или четырехэлектродные управляемые разрядники, размещенные в корпусе из полиэтиленовой трубы. Рабочий газ – сухой воздух при давлении 1–1.5 атм. Второй блок образовывали тригатронные разрядники на воздухе. Зарядка генераторов производилась через водяные зарядные и разделительные сопротивления 10 кОм (на рис. 1 не показаны).

Запуск разрядников первого блока и первого разрядника второго блока инициировался тиратронами. Запуск остальных разрядников второго блока инициировался подачей на электроды от импульсных трансформаторов управляющих импульсов, формируемых при протекании токов разряда предыдущих ступеней через согласованные нагрузки.

Внешний вид генератора с одним блоком разрядников и участка второго блока разрядников показан на рис. 2 и 3. Видны корпус разрядника первого блока, разделительные сопротивления, установленные вертикально и присоединенные к ним расположенные горизонтально согласован-

ные нагрузки, а также электроды разрядников и трансформаторы второго блока. Ступени генератора объединены в колонну. Размеры колонны 1280×950×310 мм.

Выполнены измерения напряжения на рабочей нагрузке, токов рабочей и согласованной нагрузок, полного тока при разряде на произвольную или равную согласованной рабочую нагрузку генератора в исходном состоянии без согласованных нагрузок и генераторов с согласованными нагрузками. Измерения производились с помощью резистивных делителей напряжения и шунтов. Зарядное напряжение $U_3 = 30\text{--}50\text{ кВ}$.



Рис. 2. Колонна генератора с одним блоком разрядников, разделительными сопротивлениями и согласованными нагрузками



Рис. 3. Вид участка второго блока разрядников с трансформаторами для формирования управляющих импульсов

Работа генератора без подключения к ступеням согласованных нагрузок и с согласованными нагрузками и одним блоком разрядников иллюстрируется осциллограммами рис. 4. Осциллограммы рис. 4, а соответствуют случаю разряда генератора, состоящего из шести ступеней, на рабочую нагрузку 25 Ом, равную согласованной. Видно, что импульсы напряжения и тока нагрузки близки прямоугольным. Наличие выброса на осциллограммах в начале импульса связано, в основном, с отсутствием индуктивностей в звеньях на концах линий.

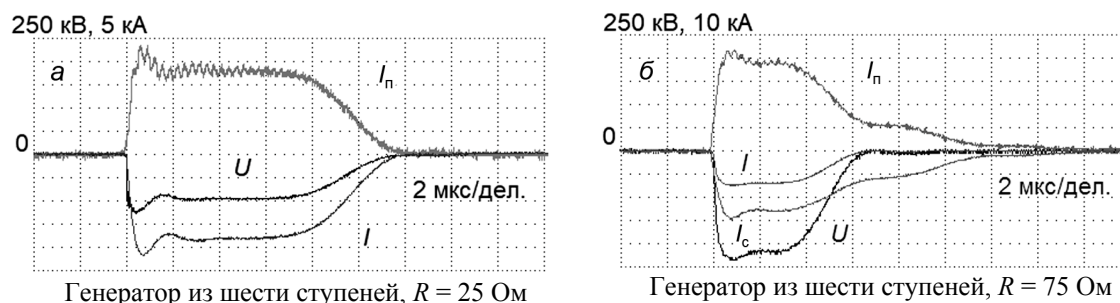


Рис. 4. Осциллограммы напряжения на нагрузке U , тока нагрузки I , полного тока I_n генератора Маркса без согласованных нагрузок при разряде на рабочую нагрузку 25 Ом (а) и тех же сигналов и тока согласованной нагрузки I_c при разряде генератора с согласованными нагрузками на нагрузку 75 Ом (б). Зарядное напряжение $U_3 = 30\text{ кВ}$ (а) и 50 кВ (б)

Осциллограммы напряжения, тока рабочей нагрузки, тока согласованной нагрузки и полного тока генератора с согласованными нагрузками и одним блоком разрядников при рабочей нагрузке 75 Ом, не равной волновому сопротивлению генератора 25 Ом, показаны на рис. 4, б. Видно, что ток согласованной нагрузки равен разности между полным током и током рабочей нагрузки. Применение согласованных нагрузок приводит к устранению отраженных импульсов, импульсы напряжения и тока рабочей нагрузке близки прямоугольным. При сопротивлении нагрузки $\sim 75\text{ Ом}$ и более возможно получение прямоугольных импульсов напряжения до 200–250 кВ, что превышает значения 100–150 кВ, полученные в [6, 7].

Зарегистрированные осциллограммы напряжения и токов при работе генератора с согласованными нагрузками и двумя блоками разрядников приведены на рис. 5. Осциллограммы соответствуют случаям управляемого подключения второго блока разрядников с запаздыванием относительно включения генератора Маркса, состоящего из четырех ступеней. Видно, что увеличение запаздывания приводит к увеличению длительности импульса напряжения на рабочей нагрузке. При времени запаздывании начала протекания тока через согласованные нагрузки $t_3 \sim 4$ мкс относительно срабатывания первого блока разрядников длительность близких к прямоугольным импульсов напряжения на произвольной постоянной резистивной рабочей нагрузке составляет ~ 9 мкс на полувысоте и до 10 мкс по основанию и близка времени 2τ двойного пробега волны по линии (рис. 5, б). При зарядном напряжении 40 кВ выходное напряжение генератора ~ 130 –140 кВ.

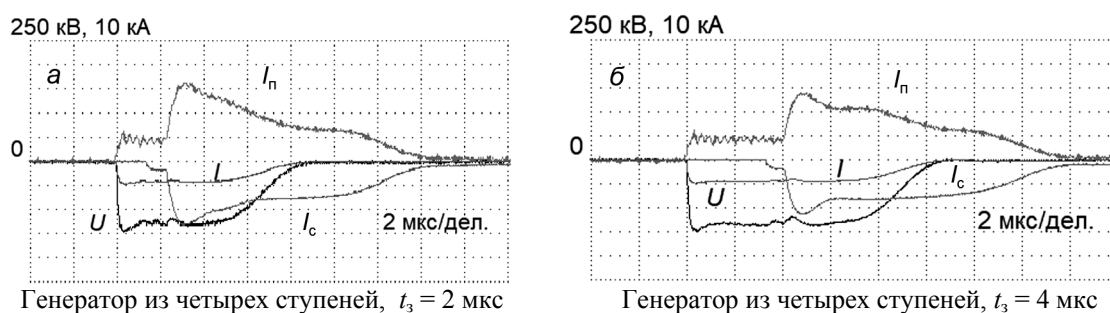


Рис. 5. Осциллограммы напряжения на нагрузке U , тока нагрузки I , полного тока I_n и тока согласованной нагрузки I_c при разряде генератора на рабочую нагрузку 75 Ом с запаздыванием подключения второго блока разрядников $t_3 = 2$ (а) и 4 мкс (б) относительно начала протекания тока нагрузки генератора Маркса. Зарядное напряжение генератора $U_3 = 40$ кВ

Полученные значения напряжения и длительности прямоугольных импульсов не являются предельными и могут быть увеличены при увеличении зарядного напряжения, сопротивления нагрузки, варьировании числом и параметрами используемых ступеней-линий. По сравнению с генераторами прямоугольных импульсов с регулировкой длительности импульсов с помощью срезающих разрядников, разработанные генераторы характеризуются большей управляемостью в связи с сохранением напряжения на втором блоке разрядников, выполняющих функции срезающих, после подключения рабочей нагрузки. Присутствие согласованных нагрузок по сравнению с генераторами со срезающими разрядниками ограничивает величину тока, что обеспечивает защиту конденсаторов при срабатывании разрядников.

Выводы

В результате работы предложены электрические схемы и разработаны варианты конструкций генераторов Маркса с согласованными нагрузками, обеспечивающих получение мощных высоковольтных прямоугольных импульсов на постоянной произвольной резистивной нагрузке, подтверждена их работоспособность. Продемонстрирована возможность получения на произвольной постоянной резистивной нагрузке с использованием разработанных генераторов прямоугольных импульсов напряжения до 200–250 кВ, длительностью 5 мкс, а также до 140 кВ с регулируемой длительностью до 10 мкс, близкой двойной электрической длине линий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Введенский Ю. В. // Изв. вузов СССР. Радиотехника. – 1959. – № 2. – С. 249–251.
2. Ауслендер В. Л., Ильин О. Г., Шендерович А. М. // Приборы и техника эксперимента. – 1962. – № 3. – С. 81–83.
3. Ауслендер В. Л., Ильин О. Г., Шендерович А. М. // Приборы и техника эксперимента. – 1963. – № 2. – С. 173–174.
4. Проскуровский Д. И., Янкелевич Е. Б. // Приборы и техника эксперимента. – 1973. – № 5. – С. 108–111.
5. Баженов Г. П., Манылов В. И., Шпак В. Г., Чесноков С. М. // Приборы и техника эксперимента. – 1978. – № 2. – С. 117–121.

6. Абдуллин Э.Н., Басов Г.Ф., Шершнева С.И. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 10/2. – С. 5–11.
7. Abdullin E.N., Basov G.F., and Scershnev S. // Proc. SPIE 10614, Int. Conf. on Atomic and Molecular Pulsed Lasers XIII, 106141U (16 April 2018). DOI: 10.1117/12.2303490; <https://doi.org/10.1117/12.2303490>.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Абдуллин Эдуард Нуруллович, д.т.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: abdullin@lhfe.hcei.tsc.ru;

Басов Геннадий Федорович, инженер, e-mail: gesxjo@lhfe.hcei.tsc.ru.

E.N. ABDULLIN, G.F. BASOV

MARX GENERATORS FOR RECTANGULAR MICROSECOND VOLTAGE PULSES PRODUCTION AT A CONSTANT ARBITRARY RESISTIVE LOAD

The results of development of two variants of Marx generator allowing forming rectangular microsecond voltage pulses at a constant arbitrary resistive load are presented. The air-isolated Marx generator consists of 4 or 6 stages assembled on the basis of artificial long lines. To eliminate the reflections, each line is supplied with a matched load and presents an analogue of the Vvedensky scheme. The generator provides obtaining close to rectangular pulses of voltage up to 200–250 kV and length of 5 μ s as well as the voltage pulses of up to 140 kV with adjustable duration in limits of 5–10 μ s at the constant arbitrary resistive load.

Keywords: *Marx generators, rectangular pulses, long lines, matched loads.*

УДК 535.37

*M.E. BALEZIN¹, S.Yu. SOKOVNIN^{1,2}, A.A. ANDREEV², F.V. AVERIN³***UPGRADE OF THE PULSE TRANSFORMER URT-0.5M ACCELERATOR***

Important element of the URT-0.5M accelerator (0.5 MeV, 50 ns, 1 kW) is the pulse transformer, but the core used in it is from permalloy 50NP 20 μm thick. This core is expensive, not easily accessible and has rather non-uniform geometrical and magnetic characteristics from batch to batch. Therefore the core of the transformer was replaced with 2 magnetic conductors 1B-M (saturation induction at least 1.56 T) TU 14-123-233-2012 the K375 \times 305 \times 25 size from the fast-tempered ribbon from magnetically soft amorphous alloy AMET-1SR developed and released by Ashinskiy iron and steel plant. The geometrical sizes of the old and new core are identical. This material in case of rise speed of induction 5 T/ μs and induction range 2.5 T has magnetic field strength within 900–1100 A/m. Each ring of the core 25 mm high is constructive consists of parts 5 mm high without insulation which are spliced and insulated from each other by spacers from film glass-cloth Izofleks-191. It is set that after changeover parameters of the accelerator did not change and it steadily works with keyboard speeds of pulses to 200 Hz. At the same time the cost of a magnetic conductor 1B-M is approximately ten times lower than cost of permalloy core.

Keywords: *accelerator, pulse transformer, amorphous alloy.*

Введение

Частотные наносекундные ускорители электронов серии УРТ [1], созданные по схеме тиратрон – импульсный трансформатор – полупроводниковый прерыватель тока, созданы для применения в радиационных технологиях. Частотный режим ускорителя позволяет осуществлять достаточно точный набор требуемой поглощенной дозы (ПД) на объекте, путем изменения числа поданных импульсов (или частоты работы ускорителя). При этом ПД за импульс на выходе ускорителя (точность регулирования набора дозы) лежит в диапазоне 200–600 Гр, а частота работы ускорителя регулируется от режима однократных импульсов до частоты от 1 до 300 Гц в зависимости от типа ускорителя.

Ускорители серии УРТ успешно используются для промышленной модификации пленочных полимеров [2], радиационной стерилизации [3], получения нанопорошков [4], разработке новых сорбентов [5] и дозиметров [6], т.е. в радиационных технологиях на поверхности, в газах и слоях жидкости, сыпучих или твердых материалов с толщиной слоя до 0.3 г/см².

В процессе эксплуатации ускорителей были выявлены некоторые недостатки, которые привели к необходимости модернизации. Прежде всего, это относится к вертикальной компоновке элементов ускорителей, которая требовала для его сборки-разборки при техническом обслуживании грузоподъемного оборудования, что резко ограничивало условия размещения.

Часть недостатков была устранена в ускорителе УРТ-1М [7], в котором были использованы более компактные и надежные конденсаторы (типа DHS фирмы Murata вместо КВИ-3-12кВ – 6800 пФ). Также применен новый компактный тиратрон с холодным катодом ТПИ1-10к/75 [8], позволивший резко снизить затраты энергии на накал тиратрона. Кроме того, введена автоматизация мониторинга параметров ускорителя.

Таким образом, единственным ключевым элементом схемы ускорителя, который не модернизировался, остался сердечник импульсного трансформатора. До настоящего времени использовались сердечники из пермаллоя 50НП толщиной 10 или 20 мкм, в зависимости от требуемой частоты работы ускорителей. Конструктивно сердечник состоял из 2–3 дисковых магнитопроводов шириной 25 мм, которые разделялись диэлектрическими прокладками для улучшения отвода тепла с боковых поверхностей дисков.

Такая конструкция сердечника позволяла набирать требуемый вольт-секундный интеграл при фиксированном числе витков вторичной обмотки, которое определяется из условия времени обратного накачки полупроводникового прерывателя тока. Однако такие сердечники очень дороги и труднодоступны, особенно большого диаметра (>300 мм), в силу того, что выпускались в России единственным поставщиком по опытной технологии. Данная технология включала в себя создание оксидной изоляции между слоями магнитомягкого материала толщиной несколько микрон, намотку дисков и их отжиг в вакууме. В результате диски имели достаточно неоднородные геометрические и магнитные характеристики от партии к партии.

* This work was performed within a support of the Russian Science Foundation project No. 16-16-04038.

Это стимулировало поиски замены материала сердечника, а также поставщика, способного осуществлять выпуск сердечников быстро и качественно по разумным ценам.

Результаты и их обсуждение

В литературе имеются данные по созданию сердечников с близкими характеристиками для линейных индукционных ускорителей [9]. Поэтому штатный сердечник трансформатора УРТ-0.5М [10] из пермаллоя 50НП был заменен на два магнитопровода 1В-М ТУ 14-123-233-2012 (таблица) размером $K375 \times 305 \times 25$ из быстрозакаленной ленты из магнитомягкого аморфного сплава АМЕТ-1СР, разработанного и выпускаемого Ашинским металлургическим заводом. Геометрические размеры магнитопроводов старого и нового сердечника идентичны.

Физические свойства ленты из аморфного сплава АМЕТ на основе железа 1СР

Основные характеристики	Величина
Температура Кюри T_K , °С	420
Температура начала кристаллизации T_c , °С	530
Плотность, г/см ³	7.3
Удельное электрическое сопротивление, мкОм·м	1.3
Константа магнитострикции, ppm	25
Максимальная температура длительного применения, °С	160
Индукция насыщения B_s , Тл	1.6

Данный материал при скорости нарастания индукции 5 Тл/мкс и размахе индукции 2.5 Тл имеет напряжённость магнитного поля в пределах 900–1100 А/м.

Технология изготовления магнитопроводов состоит в следующем. Производится наливка кольцевых сердечников из ленты шириной 5 мм, при этом используется лента без электроизоляционного покрытия. Выполняется термообработка навитых сердечников для достижения необходимых магнитных характеристик. После этого осуществляется пропитка термообработанных сердечников (бакелитовым лаком ЛБС-1) для обеспечения механической прочности при сборке магнитопровода и при его эксплуатации, где возможны значительные магнитострикционные воздействия. Для получения магнитопровода толщиной 25 мм производится его сборка с изоляцией отдельных сердечников (высотой 5 мм) друг от друга прокладками из плёнок стеклоткани толщиной 0.30–0.35 мм Изофлекс-191. Прокладки на несколько миллиметров выступают за габариты сердечников. В качестве клея используется силиконовый герметик с электрической прочностью более 25 кВ/мм. Предварительно магнитные характеристики сердечников для магнитопровода измеряются в импульсном режиме, производится комплектация сердечников по 5 шт. с усреднением магнитных характеристик в каждой сборке. В заключение проводится проверка изоляции между сердечниками в магнитопроводе при испытательном напряжении 4 кВ.

После замены сердечника импульсного трансформатора были измерены параметры ускорителя УРТ-0.5М штатными измерительными датчиками – ускоряющее напряжение, мощность дозы тормозного излучения и зарядное напряжение на импульсном трансформаторе). Как видно из рис. 1, разница между измеренными напряжениями при различных сердечниках лежит в пределах погрешности измерений (7 %).

Заключение

Таким образом, после замены сердечника импульсного трансформатора параметры ускорителя УРТ0.5М не изменились, и он устойчиво работает с частотами повторения импульсов до 200 Гц. Отметим, что стоимость сердечника из магнитопроводов 1В-М примерно на порядок ниже стоимости сердечника из пермаллоя.

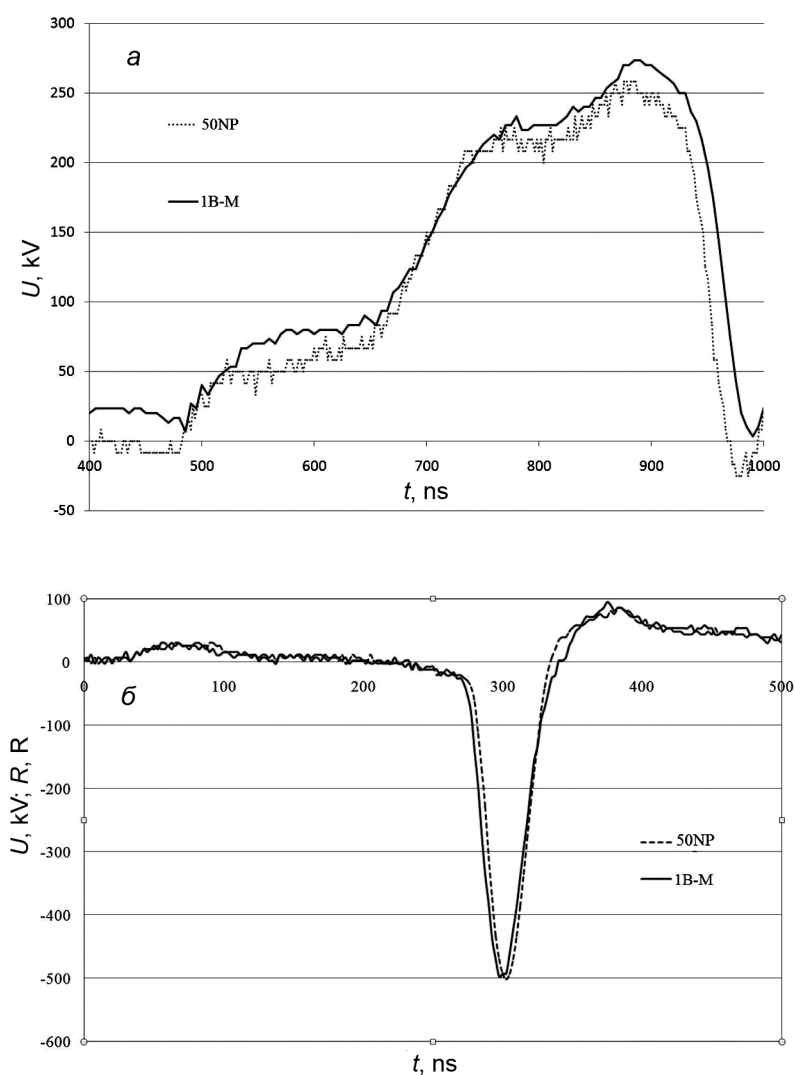


Рис. 1. Осциллограммы: *а* – ускоряющее напряжение и сигнал с pin-диода; *б* – зарядное напряжение на импульсном трансформаторе

По данным производителя, в настоящее время имеется возможность выпускать сердечники диаметром до 1200 мм. При необходимости можно модернизировать оборудование и изготавливать сердечники большего размера. Это снимает одно из ограничений развития и открывает хорошие перспективы для мощной импульсной техники РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sokovnin S.Yu., Kotov Yu.A., and Balezin M.E. // Proc. ISDEIV. – 2004. – V. 2. – P. 537–540.
2. Pletnev V.P., Filimonova L.G., Nazarova T.M., and Sokovnin S.Yu. // Tez. Dokl. 4 Bakhovskoi konferentsii po radiatsionnoi khimii (Proc. 4th all Russ. Conf. on Radiation Chemistry). – Moscow, 2005. – P. 100.
3. Kotov Yu.A. and Sokovnin S.Yu. // IEEE Trans. Plasma Sci., Special Issue. – 2000. – V. 28. – Iss. 1. – P. 133–136.
4. Sokovnin S.Yu. and Balezin M.E. // Ferroelectrics. – 2012. – V. 436. – Iss. 1. – P. 108–111.
5. Sokovnin S.Yu., Balezin M.E., Pusyrev I.S., et al. // Russ. Chem. Bull. – 2009. – V. 58. – Iss. 6. – P. 1172–1179.
6. Hoang Hoa Mai, Solomon H.M., Taguchi M., and Kojima T. // Radiat. Phys. Chem. – 2008. – V. 77. – P. 457–462.
7. Sokovnin S.Yu., Balezin M.E., and Scherbinin S.V. // Instrum. Exp. Tech. – 2013. – No. 4. – P. 411–413.
8. Akimov A.V., Logachev P.V., Bochkov V.D., Bochkov D.V., Dyagilev V.M. and Ushich V.G. // PPCP. – Albuquerque, N.M., USA, 2007.

9. Akimov A.V., Logachov P.V., Korepanov A.A., et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2012. – V. 55. – No. 2. – P. 268–273.
10. Kotov Yu.A., Sokovnin S.Yu., and Balezin M.E. // Instrum. Exp. Tech. – 2000. – V. 43. – No. 1. – P. 102–105.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

³ Ашинский металлургический завод, г. Аша, Россия

Балезин Михаил Евгеньевич, науч. сотр. группы электрофизических технологий, e-mail: mk@iep.uran.ru;

Соковнин Сергей Юрьевич, д.т.н., профессор, зав. группой электрофизических технологий, ведущ. науч. сотр. лаборатории низкотемпературной плазмы;

Андреев Антон Артурович, студент;

Аверин Федор Владимирович, зав. лабораторией аморфных сплавов.

M.E. BALEZIN¹, S.Yu. SOKOVNIN^{1,2}, A.A. ANDREEV², F.V. AVERIN³

UPGRADE OF THE PULSE TRANSFORMER URT-0,5M ACCELERATOR

Important element of the URT-0.5M accelerator (0.5 MeV, 50 ns, 1 kW) is the pulse transformer, but the core used in it is from permalloy 50NP 20 μm thick. This core is expensive, not easily accessible and has rather non-uniform geometrical and magnetic characteristics from batch to batch. Therefore the core of the transformer was replaced with 2 magnetic conductors 1B-M (saturation induction at least 1.56 T) TU 14-123-233-2012 the K375 \times 305 \times 25 size from the fast-tempered ribbon from magnetically soft amorphous alloy AMET-1SR developed and released by Ashinskiy iron and steel plant. The geometrical sizes of the old and new core are identical. This material in case of rise speed of induction 5 T/ μs and induction range 2.5 T has magnetic field strength within 900–1100 A/m. Each ring of the core 25 mm high is constructive consists of parts 5 mm high without insulation which are spliced and insulated from each other by spacers from film glass-cloth Izofleks-191. It is set that after changeover parameters of the accelerator did not change and it steadily works with keyframe speeds of pulses to 200 Hz. At the same time the cost of a magnetic conductor 1B-M is approximately ten times lower than cost of permalloy core.

Keywords: *accelerator, pulse transformer, amorphous alloy.*

УДК 621.319.53

В.В. КЛАДУХИН, А.А. НОВОСЕЛОВ

ТРАНСФОРМАТОР ЛЬЮИСА С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ СУММАТОРОМ*

Рассматривается формирование мощных наносекундных импульсов прямоугольной формы путем сложения идентичных парциальных импульсов, распространяющихся по двухпроводным передающим линиям, идея которого была изложена Льюисом. Показан переход от схемы Льюиса, использующей сложение напряжений парциальных импульсов сосредоточенным сумматором, к схеме, использующей протяженный последовательный сумматор. Приводятся варианты реализации сумматоров и результаты моделирования процессов сложения парциальных импульсов в них для согласованного и рассогласованных режимов.

Ключевые слова: передающая линия, последовательный сумматор, генератор мощных импульсов.

Введение

Устройство Льюиса [1] представляет собой совокупность (n) передающих коаксиальных линий с одинаковыми волновыми сопротивлениями (ρ), входы которых параллельно подключены к генератору (источнику) парциальных импульсов, а их открытые выходы последовательно соединены между собой и с нагрузкой. Источник обеспечивает формирование и одновременную подачу на входы передающих линий идентичных парциальных импульсов напряжением u_{inp} , длительностью τ_{inp} , которые можно рассматривать как пакеты электромагнитных ТЕМ-волн, при этом предполагается, что скин-слой для самой низкочастотной составляющей этих пакетов волн не превышает толщины наружных тоководов («оплеток») передающих коаксиальных линий. Потенциалы «оплеток» на выходах передающих коаксиальных линий относительно земли, формируемые путем сложения напряжений, определяются соотношениями $\varphi_k = (k-1)u_{\text{pulse}}$, где k – номер передающей линии. Блокирование токов утечки по поверхностям «оплеток» передающих линий выполняется изолирующими дросселями с импедансами Z_k , которые обычно реализуются либо спиральной намоткой передающих коаксиальных линий, либо путем охвата этих линий кольцевыми магнитопроводами. На согласованной нагрузке ($R = n\rho$), подключаемой к последовательному соединению выходов передающих линий, формируется импульс напряжением $u_{\text{out}} = nu_{\text{inp}}$, повторяющий форму входных (парциальных) импульсов. Схема устройства Льюиса приведена на рис. 1.

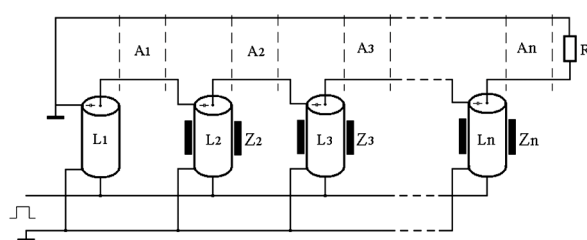


Рис. 1. Схема Льюиса (квазистатический сумматор)

1. Модификация схемы Льюиса

Так как монтажное соединение открытых выходов передающих линий мало приемлемо для суммирования высоковольтных наносекундных импульсов, то интерес представляет их суммирование с использованием закрытых последовательных сумматоров [2]. В качестве элементов таких сумматоров могут использоваться различные двухвходовые суммирующие устройства, которые обладают необходимой шириной полосы пропускания и диапазоном варьирования коэффициента связи. Переход от сосредоточенного сумматора Льюиса к распределенному последовательному сумматору может быть выполнен замещением монтажных соединений передающих линий $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ между собой и с нагрузкой R на двухпроводные линии, помеченные как $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$,

* Работа выполнена в рамках госзадания на 2018–2020 гг., тема № 0389-2015-0026.

которые для обеспечения высокой электропрочности и минимизации электромагнитного излучения реализуются в виде отрезков коаксиальных линий $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$ с волновыми сопротивлениями $\rho_{a1}, \rho_{a2}, \rho_{a3}, \dots, \rho_{an}$, образующих составную суммирующую линию. В этом случае связь между выходами передающих линий носит электродинамический характер и осуществляется с помощью ТЕМ-волн. С целью равномерной «нагрузки» изолирующих дросселей они переносятся с передающих коаксиальных линий $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ на отрезки составной суммирующей линии $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$. Схема, соответствующая такой модификации, приведена на рис. 2 и может быть названа трансформатором Льюиса с последовательным сумматором (Lewis Transformer with Sequential Adder).

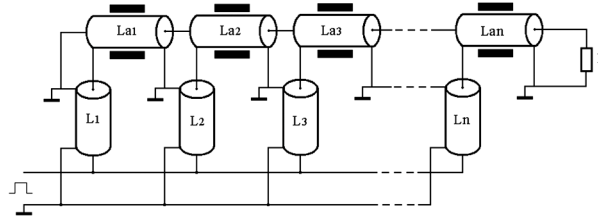


Рис. 2. Модифицированная схема Льюиса

Сопрежения передающих линий $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ с отрезками составной суммирующей линии $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$ образуют двухвходовые суммирующие элементы (тройки), варианты конструкций которых приведены на рис. 3, где ρ_{ak} – волновое сопротивление отрезка L_{ak} (входного коаксиального плеча суммирующего элемента); ρ – волновое сопротивление парциального входа (входного радиального плеча суммирующего элемента); ρ_{ak+1} – волновое сопротивление отрезка L_{ak+1} (выходного коаксиального плеча суммирующего элемента), темными прямоугольниками показаны кольцевые магнитопроводы изолирующих дросселей. Для равномерного возбуждения радиальных входных плеч суммирующих элементов каждая передающая линия заменяется на совокупность из m передающих линий с общим волновым сопротивлением $\rho = \rho^* / m$, где ρ^* – волновое сопротивление одной передающей линии. Следует отметить, что варианты суммирующих элементов рис. 3, а, б, в отличие от варианта рис. 3, в [3], несмотря на их очень хорошие электродинамические свойства, пока не нашли широкого применения.

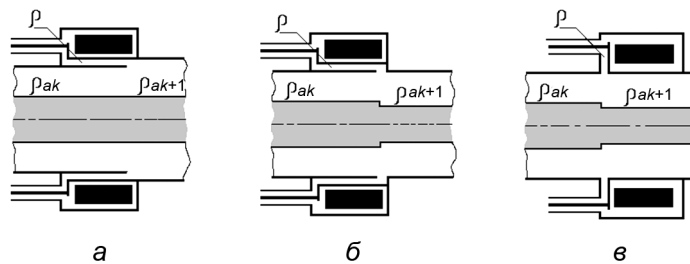


Рис. 3. Варианты суммирующих элементов

Для того чтобы в плечах суммирующих элементов электромагнитные поля имели структуру, близкую к ТЕМ-волнам, необходимо соблюдать следующие условия:

- для коаксиальных $(D_{ak} - d_{ak} < \lambda_{\min} / 2) \& (l_{ak} > D_{ak} + d_{ak})$, (1)

- для радиальных $(h_k < \lambda_{\min} / 4) \& (\pi D_k / m < [D_k - d_k] / 2)$, (2)

где D_{ak} – диаметр наружного токовода k -го коаксиального плеча; d_{ak} – диаметр внутреннего токовода k -го коаксиального плеча; l_{ak} – длина k -го коаксиального плеча; D_k – наружный диаметр k -го радиального плеча; d_k – внутренний диаметр k -го радиального плеча; h_k – зазор в k -м радиальном плече; λ_{\min} – минимальная длина волны в пакете волн импульса.

В этом случае волновые сопротивления коаксиальных транзитных плеч определяются отношением диаметров, а радиальных – отношением ширины зазора к диаметру.

Согласованное сложение парциальных импульсов, поступающих с передающих линий, с импульсами, распространяющимися вдоль составной суммирующей линии, обеспечивается выполнением следующих условий при одинаковой скорости распространения ТЕМ-волн во всех линиях:

$$\rho / \rho_{ak} = 1 / k ; \quad (3)$$

$$R = \rho_{an} ; \quad (4)$$

$$l_k = \left(l_1 + \sum_{i=1}^{k-1} l_{ai} \right) ; \quad (5)$$

$$Z_k \gg \rho , \quad (6)$$

где l_k – длина передающей линии L_k , $k = \overline{1, n}$.

Блокирование токов утечки (выполнение условия (6)) обеспечивается высокой комплексной магнитной проницаемостью материалов магнитопроводов изолирующих дросселей, причем на наносекундных фронтах импульсов – их вязкой магнитной проницаемостью. В согласованном режиме суммирования импульсов (выполнении условий (3) – (6)) на нагрузке формируются импульсы, форма которых идентична форме парциальных импульсов, а напряжение на нагрузке определяется соотношением $u_{out}(t) = nu_{inp}(t - t[L_n] - t[L_{an}])$, где t – текущее время, $t[L]$ – время распространения ТЕМ-волны по линии L .

2. Работа LTSA в рассогласованных режимах

Нарушение условий (3) – (6) ведет к изменению амплитуды и формы импульсов на нагрузке. Характерные варианты таких изменений, полученные с помощью моделирующего пакета MicroCap-9, показаны ниже. При этом предполагается, что потери в передающих линиях отсутствуют, а их электрическая длина больше половинной длительности парциальных импульсов. Варианты рассогласований иллюстрируются графиками напряжений на нагрузке, которые получены численным моделированием LTSA с пятью суммирующими элементами, имеющими одинаковую электрическую длину коаксиальных плеч $t[L_a] = 3$ нс. На входы суммирующих элементов по передающим линиям поступают парциальные импульсы с амплитудным напряжением $u_{inp} = 1$ В, длительностью $\tau_{inp} = 50$ нс, фронтом $\tau_{rt(inp)} = 1$ нс и спадом $\tau_{ft(inp)} = 1$ нс, которые формируются общим источником, сопротивление которого в течение импульса равно нулю, а до и после равно бесконечности. Волновые сопротивления парциальных плеч суммирующих элементов удовлетворяют условию $\rho = 10$ Ом. Сопротивление нагрузки принимает три значения: 1) $R = 50$ Ом; 2) $R = 25$ Ом; 3) $R = 100$ Ом.

Вариант 1. Рассогласованная нагрузка. В этом случае на нагрузке, наряду с основным импульсом, за счет отражений на концах передающих линий формируется последовательность постимпульсов с уменьшающейся амплитудой, форма которых идентична форме парциальных импульсов, а амплитуда основного импульса определяется соотношением

$$u_{out} = 2Rnu_{inp} / (R + n\rho) . \quad (7)$$

Графики динамики напряжения для различных значений нагрузки при $t[L_1] = 50$ нс, $t[L_2] = 53$ нс, $t[L_3] = 56$ нс, $t[L_4] = 59$ нс, $t[L_5] = 62$ нс, $\rho_{a1} = 10$ Ом, $\rho_{a2} = 20$ Ом, $\rho_{a3} = 30$ Ом, $\rho_{a4} = 40$ Ом, $\rho_{a5} = 50$ Ом иллюстрирует рис. 4, а.

Вариант 2. Синхронная (одновременная) подача импульсов на парциальные входы всех суммирующих элементов. В этом случае на нагрузке формируется импульс, длительность которого по полувысоте равна длительности парциальных импульсов, а длительность их фронта и спада определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \tau_{rt(out)} &= (n-1)t[L_a] + \tau_{rt(inp)} , \\ \tau_{ft(out)} &= (n-1)t[L_a] + \tau_{ft(inp)} . \end{aligned} \quad (8)$$

Графики динамики напряжения на нагрузках при $t[L_1] = t[L_2] = t[L_3] = t[L_4] = t[L_5] = 50$ нс, $\rho_{a1} = 10$ Ом, $\rho_{a2} = 20$ Ом, $\rho_{a3} = 30$ Ом, $\rho_{a4} = 40$ Ом, $\rho_{a5} = 50$ Ом иллюстрирует рис. 4, б, где $\tau_{rt(inp)}$ – время нарастания напряжения на нагрузке, $\tau_{ft(inp)}$ – время спада напряжения на нагрузке.

Вариант 3. Одинаковые волновые сопротивления коаксиальных плеч суммирующих элементов при согласованной подаче парциальных импульсов на их парциальные входы. В этом случае длительность фронта и спада импульсов на нагрузке определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\tau_{rt(out)} &= (2n-1)t[L_a] + \tau_{rt(inp)}, \\ \tau_{ft(out)} &= (2n-1)t[L_a] + \tau_{ft(inp)}.\end{aligned}\quad (9)$$

Графики динамики напряжения на различных значениях нагрузки при $t[L_1] = 50$ нс, $t[L_2] = 53$ нс, $t[L_3] = 56$ нс, $t[L_4] = 59$ нс, $t[L_5] = 62$ нс, $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = 50$ Ом иллюстрирует рис. 4, в.

Вариант 4. Одинаковые волновые сопротивления коаксиальных плеч суммирующих элементов и синхронная подача парциальных импульсов на все парциальные входы. В этом случае длительность фронта и спада импульсов на нагрузке определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\tau_{rt(out)} &= (2n-1)t[L_a] + \tau_{rt(inp)}, \\ \tau_{ft(out)} &= (2n-1)t[L_a] + \tau_{ft(inp)}.\end{aligned}\quad (10)$$

Графики динамики напряжений на различных значениях нагрузки при $t[L_1] = t[L_2] = t[L_3] = t[L_4] = t[L_5] = 50$ нс, $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = 50$ Ом иллюстрирует рис. 4, г.

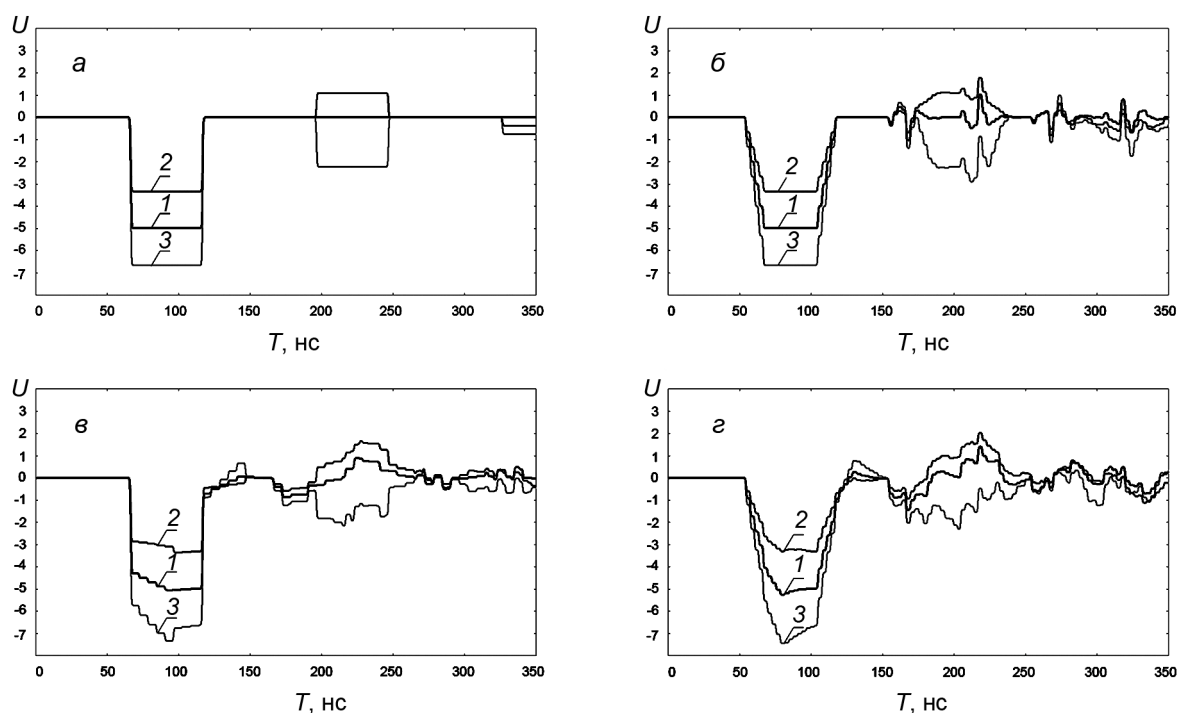


Рис. 4. Динамика выходных напряжений

Заключение

Для формирования мощных наносекундных импульсов путем сложения напряжений идентичных парциальных импульсов, распространяющихся по передающим линиям, хорошо подходят последовательные сумматоры, варианты конструкции суммирующих элементов которых приведены на рис. 3. Так как условия согласованного сложения импульсов в них основаны на предположении о ТЕМ-структуре электромагнитных полей в их плечах, то при реализации суммирующих элементов следует уделять внимание не только на выполнение условий (3) – (6), но и условий (1), (2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lewis A. D. // Electronic Eng. – 1955. – V. 27. – P. 448–450.
2. Russell K. J. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1979. – V. 27. – No. 5. – P. 472–478.
3. Smith I. D. // Phys. Rev. St. Accel. Beams. – 2004. – V. 7. – 064801. – P. 1–40.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Кладухин Владимир Викторович, гл. науч. сотр. лаб. прикладных электрофизических исследований, e-mail: laerg@ier.uran.ru;

Новоселов Андрей Андреевич, ведущ. инженер лаб. прикладных электрофизических исследований.

*V.V. KLADUKHIN, A.A. NOVOSELOV***LEWIS TRANSFORMER WITH SEQUENTIAL ADDER**

An idea of generation of nanosecond power pulses with rectangular shape by summarizing identical partial pulses distribute across two-wire transmission lines initially offered by Lewis A.D. is investigated. The paper shows the transition from Lewis scheme use coaxial transmission lines and lumped adder to a scheme that uses spread sequential adder. Adder realization variants and its partial currents in coupled and in uncoupled modes summation processes simulation results were given.

Keywords: *transmission line, sequential adder, pulse power generator.*

УДК 621.319.53

В.В. КЛАДУХИН, С.П. ХРАМЦОВ

ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО СУММАТОРА И ДВОЙНЫХ ФОРМИРУЮЩИХ ЛИНИЙ*

Рассмотрено формирование мощных наносекундных импульсов прямоугольной формы путем сложения идентичных парциальных импульсов, порождаемых двойными формирующими линиями, идея которого была изложена Фитчем. Описан переход от схемы Фитча к схемам, использующим двойные формирующие линии и протяженные последовательные сумматоры. Приведены конструкции последовательных сумматоров и условия согласованного сложения импульсов в них. Показаны особенности формирования импульсов в согласованном и рассогласованных режимах.

Ключевые слова: двойная формирующая линия, последовательный сумматор, генератор импульсов.

Введение

Получение коротких высоковольтных импульсов путем сложения идентичных парциальных импульсов, формируемых совокупностью двойных коаксиальных линий, было изложено в работе Фитча [1], где описан генератор импульсов, выполненный в виде n пар коаксиальных формирующих линий: $L_{11}, L_{12}, L_{21}, L_{22}, \dots, L_{n1}, L_{n2}$, выходы которых последовательно соединены между собой и нагрузкой, вход одной линии из пары подключен к зарядному устройству, а второй – к замыкающему ключу (S). После замыкания ключа S , через время l_{FL}/V_{FL} (где l_{FL} – длина формирующих линий, V_{FL} – скорость распространения ТЕМ-волн в формирующих линиях), на открытых выходах формирующих линий, предварительно заряженных до напряжения u_0 , возникают напряжения чередующейся полярности, в результате сложения которых (в отсутствие токов утечки по наружным поверхностям «оплеток» линий) на согласованной нагрузке ($R = 2n\rho$) формируется импульс напряжения прямоугольной формы амплитудой $u_{pulse} = nu_0$, длительностью $\tau_{pulse} = 2l_{FL}/V_{FL}$. Блокирование токов утечки по наружным поверхностям коаксиальных линий осуществляется изолирующими дросселями, имеющими сопротивления Z_i . Варианты схем Фитча приведены на рис. 1, а и 2, а, где предполагается, что индуктивности и емкости соединений выходов линий между собой, а также с нагрузкой ничтожны. Так как эти предположения часто неправомысленны, то интерес представляют сумматоры, учитывающие свойства соединительных линий (распределенные сумматоры).

1. Модификация схемы Фитча

Переход к распределенному сумматору можно выполнить заменой пар виртуальных соединительных линий, помеченных на рис. 1, а как $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$, на отрезки коаксиальных линий $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$ с волновыми сопротивлениями $\rho_{a1}, \rho_{a2}, \rho_{a3}, \dots, \rho_{an}$, которые для блокирования поверхностных токов утечки охватываются магнитопроводами, создающими сопротивления $Z_1, Z_2, Z_3, \dots, Z_n$. В этом случае схема Фитча (рис. 1, а) примет вид, изображенный на рис. 1, б, где связь между выходами формирующих линий носит электродинамический характер и осуществляется через отрезки линий $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$ в виде пакетов ТЕМ-волн.

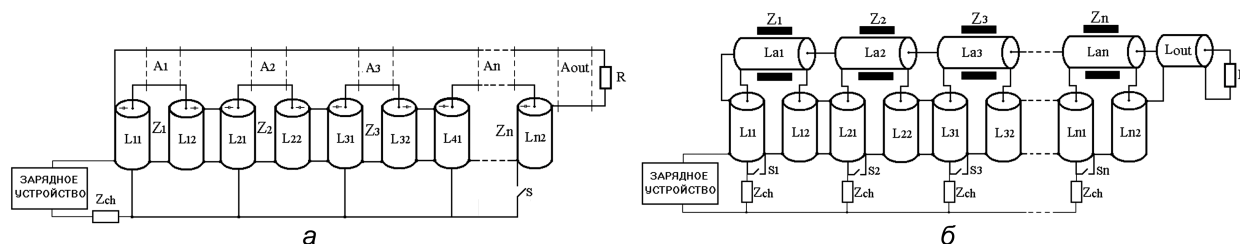


Рис. 1. Схема генератора Фитча (модификация 1)

* Работа выполнена в рамках госзадания на 2018–2020 гг., тема № 0389-2015-0026.

Если, наряду с заменой соединений $A_1, A_2, A_3, \dots, A_n$, заменить на отрезки коаксиальных линий $L_{b1}, L_{b2}, L_{b3}, \dots, L_{bn}$ с волновыми сопротивлениями $\rho_{b1}, \rho_{b2}, \rho_{b3}, \dots, \rho_{bn}$ и соединения, помеченные на рис. 1, б как $B_1, B_2, B_3, \dots, B_n$, то схема Фитча примет вид, приведенный на рис. 2, б. Использование в модифицированных схемах Фитча вместо одного ключа S совокупности из n независимых ключей (S_i) обеспечивает возможность одновременного замыкания входов формирующих линий, а независимые зарядные сопротивления (Z_{ch}) обеспечивают развязку токов в этих линиях.

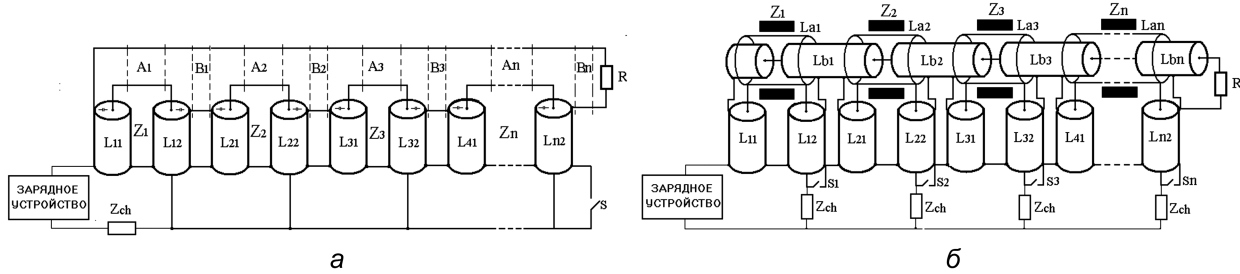


Рис. 2. Схема генератора Фитча (модификация 2)

Вариант конструкции генератора, соответствующей модификации 1 при $n = 5$, показан на рис. 3, а, а соответствующий модификации 2 – на рис. 3, б. Для равномерного возбуждения отрезков суммирующих линий (формирования в них ТЕМ-структуры электромагнитных полей) каждая формирующая линия, изображенная на схемах (рис. 1, б, 2, б), заменяется совокупностью из m параллельных формирующих линий с волновым сопротивлением ρ^* , т.е. $\rho = \rho^* / m$.

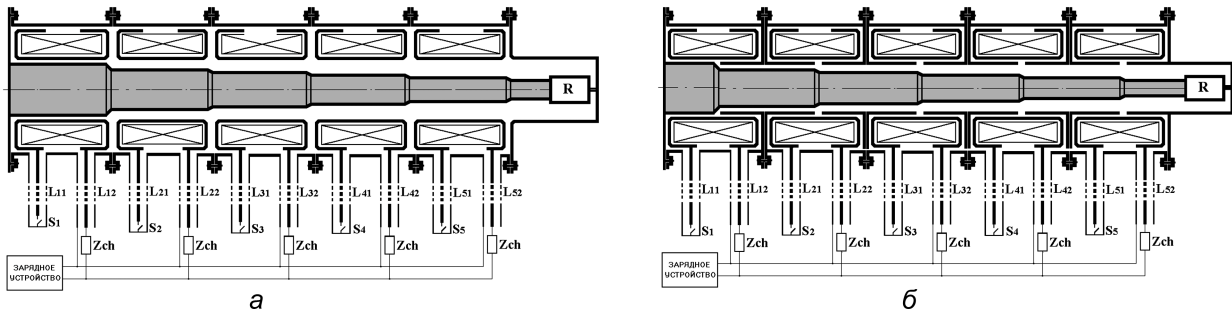


Рис. 3. Конструктивные схемы генераторов

Особенностью конструкции генератора импульсов, соответствующего первой модификации (рис. 3, а), является то, что парными формирующими линиями, порождающими совместные парциальные импульсы, являются: $L_{12} - L_{21}, L_{22} - L_{31}, \dots, L_{42} - L_{51}$, а линии L_{11} и L_{52} являются одиночными. Кроме того, в исходном состоянии до напряжения u_0 заряжены не только формирующие линии: $L_{11}, L_{12}, L_{21}, L_{22}, \dots, L_{51}, L_{52}$, но и отрезки линий сумматора: $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{5n}$. Заряженность в исходном состоянии линий $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{a5}$ не позволяет в этой конструкции реализовать согласованный режим сложения электромагнитных волн. Режим, близкий к согласованному, достигается выполнением соотношений

$$\rho / \rho_{a1} = 1; \quad \rho / \rho_{ak} = 1 / (2k - 1), \quad k = \overline{2, n, 1}; \quad \rho / \rho_{out} = 1 / (2n); \quad R = \rho_{out}; \quad Z_k \gg \rho; \quad (1)$$

$$t[L_{21}] = t[L_{k1}] = t[L_{k2}] = t[L_F], \quad k = \overline{2, n, 1}; \quad t[L_{11}] = t[L_F] - t[L_{a1}]; \quad \Delta t_{Sk} = \sum_{i=1}^{k-1} t[L_{ai}], \quad k = \overline{2, n}, \quad (2)$$

где ρ – волновое сопротивление формирующих линий; ρ_{ak} – волновое сопротивление отрезка линии L_{ak} ; ρ_{out} – волновое сопротивление отрезка L_{out} ; $t[L]$ – время прохождения электромагнитной волной отрезка линии L ; Δt_{Sk} – задержка момента коммутации ключа S_k относительно ключа S_1 .

Конструкция генератора, соответствующая второй модификации (рис. 3, б), позволяет реализовать режим согласованного сложения выполнением соотношений

$$\rho / \rho_{ak} = 1; \quad \rho / \rho_{bk} = 1 / (2k), \quad k = \overline{1, n}; \quad R = \rho_{bn}; \quad Z_k \gg \rho; \quad (3)$$

$$t[L_{k1}] = t[L_{k2}] = t[L_{FL}], \quad k = \overline{1, n}; \quad \Delta t_{Sk} = \sum_{i=1}^{k-1} t[L_{bi}], \quad k = \overline{2, n, 1}. \quad (4)$$

При идеальных ключах и соблюдении условий (1), (2) для первой модификации и условий (3), (4) для второй модификации на нагрузках генераторов формируются импульсы амплитудой $u_R = nu_0$ и длительностью $\tau_{\text{pulse}} = 2(t[L_F] + t[l_r])$, где в первой модификации схемы $t[l_r]$ – время прохождения электромагнитной волной радиальных плеч сумматора, соединяющих формирующие линии с отрезками линий: $L_{a1}, L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$, во второй модификации схемы $t[l_r]$ – время прохождения электромагнитной волной радиальных плеч сумматора и половины отрезков: $L_{a2}, L_{a3}, \dots, L_{an}$, обеспечивающих соединение формирующих линий с отрезками линий: $L_{b1}, L_{b2}, L_{b3}, \dots, L_{bn}$.

2. Работа генераторов в несогласованных режимах

Несоблюдение условий согласованного сложения (1), (2) для первой модификации и (3), (4) для второй ведет к искажению амплитуды и формы импульсов на нагрузке. Ниже показаны полученные с помощью моделирующего пакета MicroCap-9 графики, иллюстрирующие такие искажения для генераторов с пятиступенчатыми сумматорами ($n = 5$), изображенными на рис. 3. При этом предполагалось, что потери в передающих линиях отсутствуют, токи утечки через изолирующие индуктивности Z_i равны нулю. Электрическая длина формирующих линий, исходно заряженных до напряжения $u_0 = 1$ В, составляла $t[L_F] + t[l_r] = 50$ нс, электрическая длина отрезков суммирующих линий $t[L_{ai}] = 2$ нс – для первой модификации схемы Фитча, $t[L_{bi}] = 2$ нс – для второй модификации. Время нарастания тока через замыкающие ключи линий $\tau_s = 1$ нс. Волновые сопротивления формирующих линий и радиальных плеч суммирующих элементов удовлетворяли условию $\rho = \rho_r = 5$ Ом.

Вариант 1. Напряжения на нагрузках: $R = 50$ Ом (кр. 1), $R = 25$ Ом (кр. 2), $R = 100$ Ом (кр. 3) для генератора, соответствующего первой модификации схемы (рис. 4):

а) согласованная во времени коммутация ключей формирующих линий в моменты: $t(S_1) = 50$ нс, $t(S_2) = 53$ нс, $t(S_3) = 56$ нс, $t(S_4) = 59$ нс, $t(S_5) = 62$ нс при волновых сопротивлениях суммирующих линий: $\rho_{a1} = 5$ Ом, $\rho_{a2} = 15$ Ом, $\rho_{a3} = 25$ Ом, $\rho_{a4} = 35$ Ом, $\rho_{a5} = 45$ Ом, $\rho_{\text{out}} = 50$ Ом (рис. 4, а);

б) одновременная коммутация ключей формирующих линий в моменты: $t(S_1) = t(S_2) = t(S_3) = t(S_4) = t(S_5) = 50$ нс при линейно-нарастающих волновых сопротивлениях: $\rho_{a1} = 5$ Ом, $\rho_{a2} = 15$ Ом, $\rho_{a3} = 25$ Ом, $\rho_{a4} = 35$ Ом, $\rho_{a5} = 45$ Ом, $\rho_{\text{out}} = 50$ Ом (рис. 4, б);

в) согласованная во времени коммутация ключей формирующих линий в моменты: $t(S_1) = 50$ нс, $t(S_2) = 53$ нс, $t(S_3) = 56$ нс, $t(S_4) = 59$ нс, $t(S_5) = 62$ нс при постоянных волновых сопротивлениях $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = 50$ Ом (рис. 4, в);

г) одновременная коммутация ключей формирующих линий в моменты: $t(S_1) = t(S_2) = t(S_3) = t(S_4) = t(S_5) = 50$ нс при постоянных волновых сопротивлениях $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = 50$ Ом (рис. 4, г).

Вариант 2. Напряжения на нагрузках: $R = 50$ Ом (кр. 1), $R = 25$ Ом (кр. 2), $R = 100$ Ом (кр. 3) для генератора, соответствующего второй модификации схемы (рис. 5):

а) при согласованной во времени коммутации ключей формирующих линий: $t(S_1) = 50$ нс, $t(S_2) = 53$ нс, $t(S_3) = 56$ нс, $t(S_4) = 59$ нс, $t(S_5) = 62$ нс и линейно-нарастающих волновых сопротивлениях суммирующих линий $\rho_{a1} = 10$ Ом, $\rho_{a2} = 20$ Ом, $\rho_{a3} = 30$ Ом, $\rho_{a4} = 40$ Ом, $\rho_{a5} = 50$ Ом, $\rho_{\text{out}} = 50$ Ом (рис. 5, а);

б) при одновременной коммутации ключей формирующих линий: $t(S_1) = t(S_2) = t(S_3) = t(S_4) = t(S_5) = 50$ нс и линейно-нарастающих волновых сопротивлениях суммирующих линий $\rho_{a1} = 10$ Ом, $\rho_{a2} = 20$ Ом, $\rho_{a3} = 30$ Ом, $\rho_{a4} = 40$ Ом, $\rho_{a5} = 50$ Ом, $\rho_{\text{out}} = 50$ Ом (рис. 5, б);

в) при согласованной во времени коммутации ключей формирующих линий: $t(S_1) = 50$ нс, $t(S_2) = 53$ нс, $t(S_3) = 56$ нс, $t(S_4) = 59$ нс, $t(S_5) = 62$ нс и постоянных волновых сопротивлениях суммирующих линий $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = \rho_{\text{out}} = 50$ Ом (рис. 5, в);

г) при одновременной коммутации ключей формирующих линий: $t(S_1) = t(S_2) = t(S_3) = t(S_4) = t(S_5) = 50$ нс и постоянных волновых сопротивлениях суммирующих линий $\rho_{a1} = \rho_{a2} = \rho_{a3} = \rho_{a4} = \rho_{a5} = 50$ Ом (рис. 5, г).

Как видно из приведенных графиков, отличия в форме и амплитуде импульсов для рассмотренных модификаций схемы Фитча незначительны, при этом «установившаяся» амплитуда основных импульсов на нагрузке определяется соотношением

$$u_R = 2Rnu_0 / (R + 2\rho n). \quad (5)$$

Времена полного нарастания (τ_{rt}) и полного спада (τ_{ft}) напряжений для вариантов рис. 5, а–г определяются следующими соотношениями:

$$5a) \tau_{rt} = \tau_s, \tau_{ft} = \tau_s; \quad (6)$$

$$5б) \tau_{rt} = (n-1)t[L_a] + \tau_s, \tau_{ft} = (n-1)t[L_a] + \tau_s; \quad (7)$$

$$5в) \tau_{rt} = (2n-1)t[L_a] + \tau_s, \tau_{ft} = (2n-1)t[L_a] + \tau_s; \quad (8)$$

$$5г) \tau_{rt} = (2n-1)t[L_a] + \tau_s, \tau_{ft} = (2n-1)t[L_a] + \tau_s. \quad (9)$$

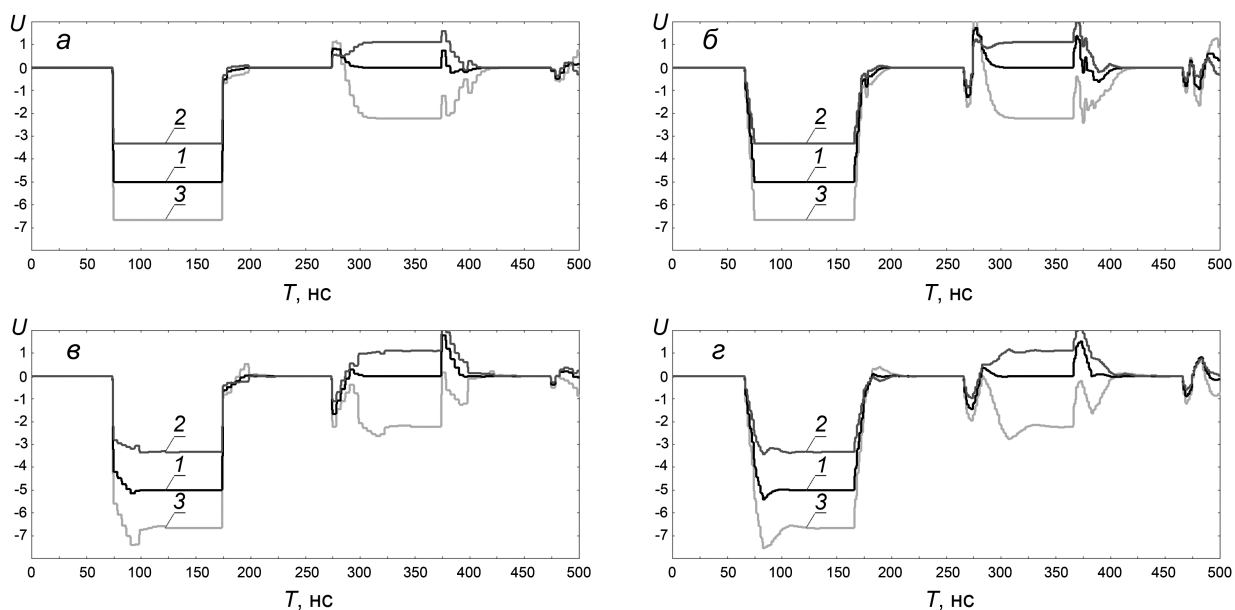


Рис. 4. Динамика напряжений на нагрузке (модификация 1)

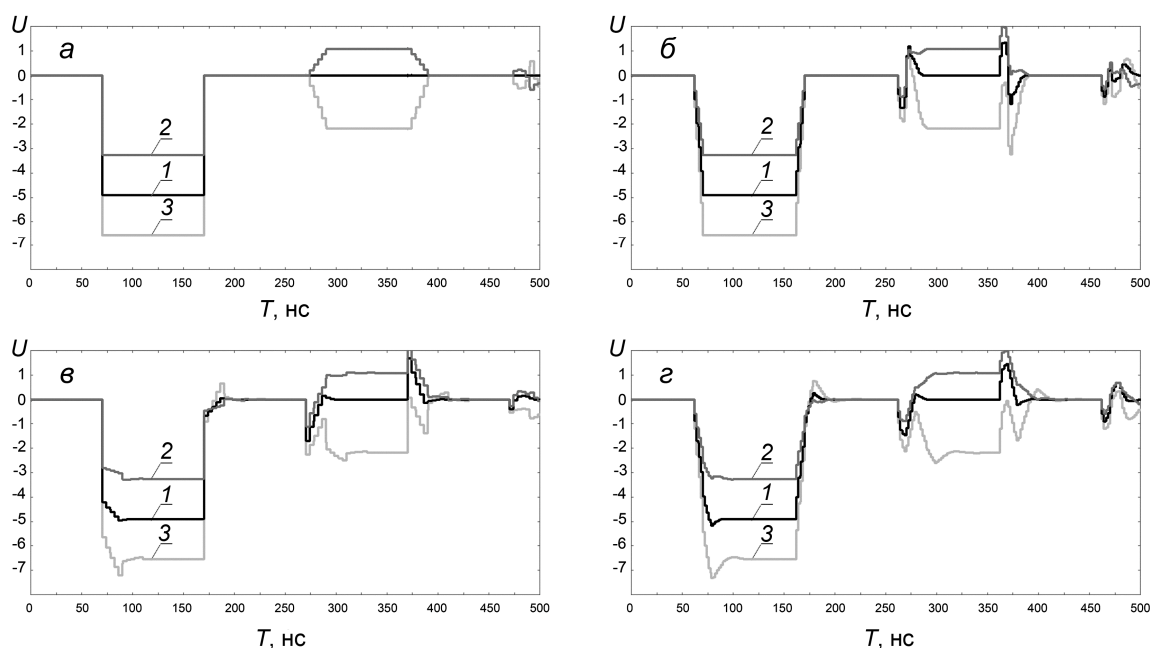


Рис. 5. Динамика напряжений на нагрузке (модификация 2)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fitch R.F. and Howell V.T.S. // Proc. IEE. – 1964. – V. 111. – No. 4. – P. 849–855.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Кладухин Владимир Викторович, гл. науч. сотр. лаб. прикладных электрофизических исследований, e-mail: laerp@ier.uran.ru;

Храмцов Сергей Петрович, науч. сотр. лаб. прикладных электрофизических исследований.

S.V. KLADUKHIN, S.P. KHRAMTSOV

**PULSED POWER GENERATOR BASED ON SEQUENTIAL ADDER
AND DOUBLE FORMING LINES**

The paper describes the power pulse generation with rectangular shape by summarizing identical partial pulses formed on double forming lines that was initially proposed by Fitch R.F. The transition from Fitch's scheme to schemes of generators that uses double forming lines and spread sequential adders was described. Possible designs of generators and conditions of coupled summarizing of pulses are given. Pulse generation process peculiarities in coupled and in uncoupled modes were investigated.

Keywords: *double forming line, sequential adder, pulse generator.*

УДК 621.316.933

С.В. КЛАДУХИН, А.А. НОВОСЕЛОВ

АВТОВОЛНОВОЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ МНОГОЗАЗОРНЫЙ РАЗРЯДНИК*

Рассмотрена схема (модель) управляемого коммутатора, состоящая из коммутационной цепочки, выполненной путем последовательного соединения идентичных пороговых элементов, охваченных продольными емкостными связями, в которой реализуется автоволновой процесс распространения фронта перенапряжения. На основе этой схемы могут создаваться управляемые коммутаторы с широкими возможностями варьирования коммутируемых напряжений. Рассмотрена конструкция многозазорного управляемого газового разрядника, выполненная на основе этой схемы, которая обеспечивает гарантированное трехкратное перенапряжение зазоров. В конструкции разрядника использованы прозрачные решетчатые электроды, способствующие ионизации соседних газовых зазоров за счет ультрафиолетовой подсветки и убегающих электронов. Приведены результаты моделирования динамики коммутационных процессов при подаче управляющего импульса с края коммутатора.

Ключевые слова: коммутатор, разрядник, перенапряжение, автоволновой процесс.

Введение

Рассматриваемая модель построения разрядников является альтернативой схеме (модели) Гарднера [1], где используется коммутационный ряд из парциальных разрядников, имеющих емкостные связи с обратным тоководом (землей), обеспечивающие процесс коммутации за счет распространения фронта перенапряжений. При этом исходное равномерное распределение коммутируемого напряжения по разрядникам обеспечивается за счет резисторов, включенных параллельно парциальным разрядникам, наличие которых существенно ограничивает применимость этой модели для реализации высоковольтных разрядников, работающих в частотных режимах. В предлагаемой модели коммутатора, являющейся развитием модели, изложенной в [2], используется коммутационный ряд из одинаковых пороговых элементов, охваченный совокупностью параллельных ему емкостных делительных цепочек, которые задают как равномерное начальное распределение напряжения по элементам коммутационного ряда, так и процесс коммутации за счет автоволнового процесса распространения перенапряжений по элементам этого ряда.

1. Модель коммутатора

Основу модели коммутатора представляет вырезка из n -связной коммутационной структуры, состоящей из коммутационного ряда (цепочки идентичных пороговых элементов) и n -емкостных делительных цепочек (цепочек идентичных емкостных элементов), число элементов в которых равно числу элементов в коммутационном ряду. Каждая емкостная цепочка соединена с коммутационным рядом через n соседних элементов, при этом разные емкостные цепочки сопрягаются с разными элементами коммутационным рядом. Вариант шестнадцатиэлементной вырезки ($N = 16$) из трехсвязной коммутационной структуры ($n = 3$) иллюстрирует рис. 1, где C_0 – элементы емкостных делительных цепочек, S – элементы коммутационного ряда, вырезка – часть структуры, охваченная тонкой линией.

Электрическая схема коммутатора, соответствующего этой вырезке, сопряженного с источником коммутируемого напряжения (E) и нагрузкой Z_n , приведена на рис. 2, где S_i – элементы коммутационного ряда; C_i – емкостные элементы; C_s – емкость порогового элемента; C_g – емкостные связи элементов коммутационного ряда с обратным (земляным) тоководом; U_{contr} – напряжение запускающего импульса; Z – развязывающее сопротивление; Z_n – нагрузка. Емкостные элементы делительных цепочек в электрической схеме коммутатора получены путем объединения соседних, не связанных с коммутационным рядом емкостных элементов, при этом $C_i = C_0/k_i$, где k_i – число пороговых элементов, охватываемых емкостным элементом, C_0 – емкость одного элемента исходной коммутационной структуры.

* Работа выполнена в рамках госзадания на 2018–2020 гг., тема № 0389-2015-0026.

Для обеспечения равномерного распределения коммутируемого напряжения по элементам коммутационного ряда предполагается выполнение условия $C_g \ll C_0$, а для распространения волны перенапряжения – условия $C_s \ll C_0$. Амплитуда и длительность управляющего импульса удовлетворяют условиям: $[U_{\text{contr}} = -(n-1)E/N] \& [\tau_{\text{contr}} > n\tau_{\text{sn}}]$, где U_{contr} – амплитуда напряжения управляющего импульса, τ_{contr} – длительность управляющего импульса, τ_{sn} – среднестатистическое время замыкания порогового элемента коммутационного ряда при n -кратном перенапряжении. Развязывающее сопротивление (Z) может быть выполнено в виде резистора, но более целесообразно его реализовать в виде индуктивности (L), величина которой удовлетворяет условиям: $[(LC_0)^{0.5}/N \ll T] \& [L \gg (u_{\text{contr}})^2 \tau_{\text{contr}}/P_{\text{contr}}]$, где T – время нарастания коммутируемого напряжения, P_{contr} – мощность источника запускающего импульса.

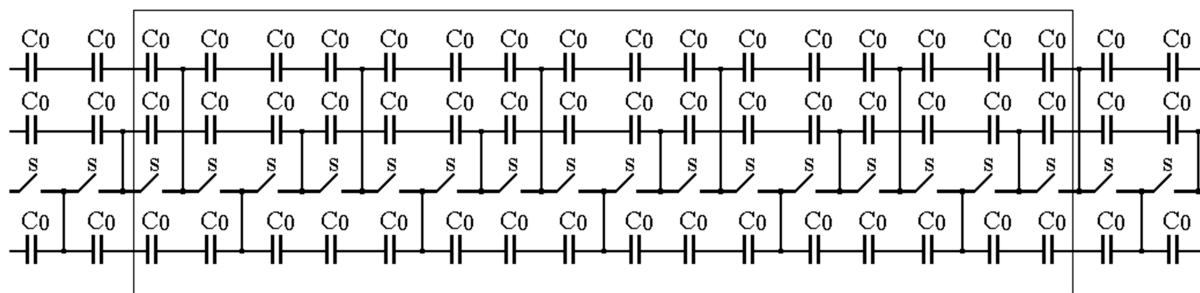


Рис. 1. Шестнадцатиеlementная вырезка из трехсвязной структуры

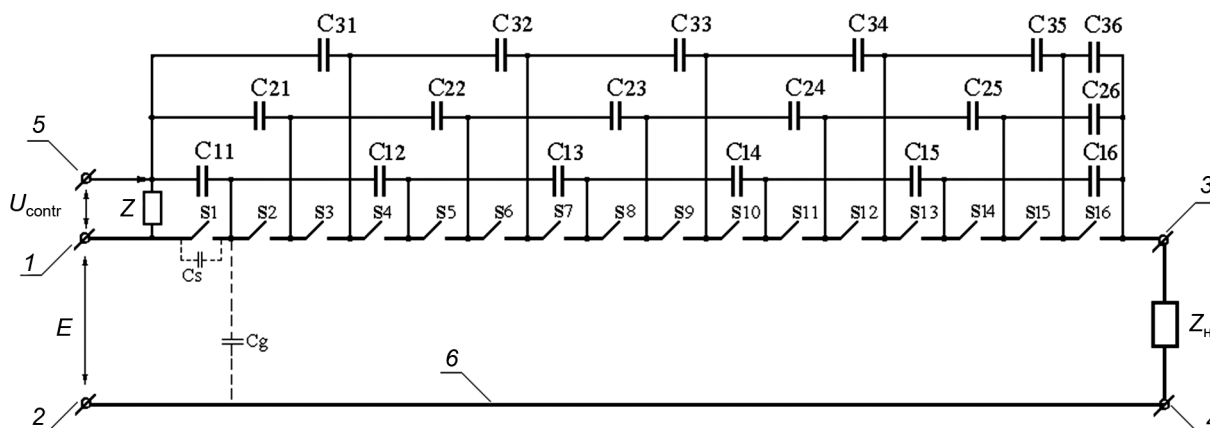


Рис. 2. Электрическая схема коммутатора

В исходном состоянии к коммутатору приложено напряжение E , которое с помощью емкостных делительных цепочек равномерно распределяется по элементам коммутационного ряда. Допустимая скорость изменения (нарастания) этого напряжения ограничивается выполнением условия: $u_z \ll u_n$, где u_z – падение напряжения на разделительном сопротивлении Z ; u_n – напряжение замыкания порогового элемента коммутационного ряда. Запуск коммутатора осуществляется подачей на управляющий вход 5 импульса с амплитудой напряжения U_{contr} относительно входного полюса 1, под действием которого возникнет перенапряжение на пороговом элементе S_1 , после замыкания которого перенапряжение возникает на S_2 , а после его коммутации – на S_3 и т.д. При этом напряжение управляющего входа влияет лишь на коммутацию первых трех элементов. Коммутация последующих элементов поддерживается автоволновым релаксационным процессом за счет заряда (энергии), запасенного в элементах емкостных делительных цепочек и за счет диффузии в них дополнительного заряда из источника коммутируемого напряжения. Рис. 3 иллюстрирует динамику напряжений на элементах коммутационного ряда (газовых зазорах разрядника), соответствующего схеме, изображенной на рис. 2, где емкостные элементы делительных цепочек: $C_{31} = C_{32} = \dots = C_{35} = C_{22} = \dots = C_{25} = C_{12} = C_{13} = \dots = C_{15} = 10$ пФ, $C_{11} = C_{36} = 30$ пФ, $C_{21} = C_{26} = 15$ пФ, $E = 500$ кВ, $U_{\text{contr}} = -62$ кВ. Развязывающее сопротивление Z выполнено в виде индуктивности $L = 10$ мкГн, сопротивление управляющего канала составляло 50 Ом, сопротивление нагрузки $Z_n = 40$ Ом, сопротивление источника коммутируемого напряжения 40 Ом. Изменение со-

противлений элементов коммутационного ряда определялось по формуле Теплера в предположении, что они выполнены в виде одномиллиметровых элегазовых зазоров с 50 кВ напряжением самопробоя. Индуктивность искровых каналов в газовых зазорах, с учетом многоканального режима их пробоя (из-за высокого перенапряжения), принята равной 1 нГн. Величина элементов емкостных делительных цепочек выбрана из условия достаточности запасенного в них заряда для развития искровых каналов в коммутируемых газовых зазорах. Расчет динамики коммутационного процесса выполнен с помощью моделирующего пакета MicroCap-9. Для наглядности, замыкание элементов коммутационного ряда выполнялось с фиксированной задержкой 5 нс для наиболее перенапряженного элемента, что привело к их последовательному замыканию начиная с S_1 . Графики, соответствующие динамике напряжений на газовых зазорах, приведены на рис. 3, где номера графиков 1–16 совпадают с номерами элементов.

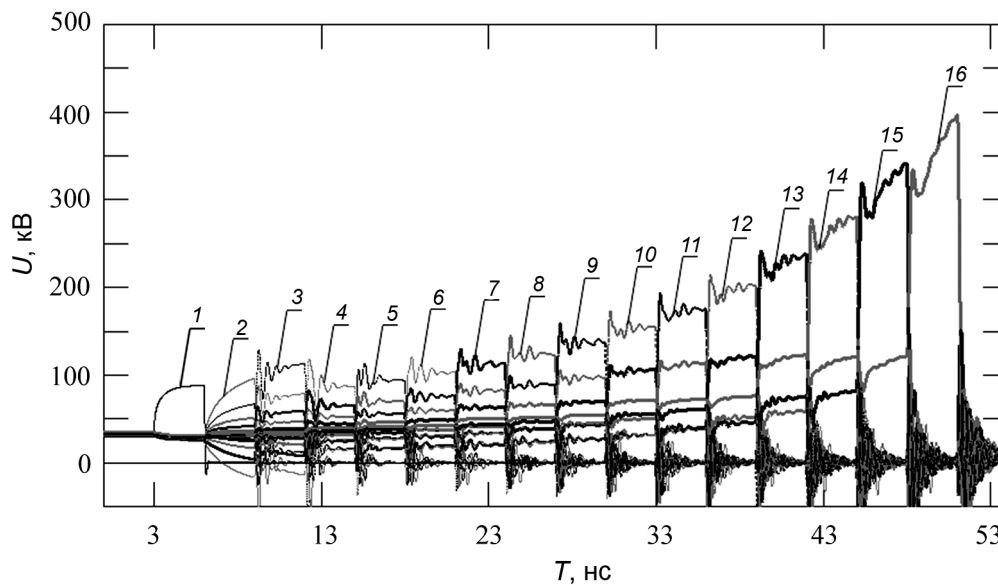


Рис. 3. Динамика коммутационного процесса

2. Конструкция многозачерного разрядника

Разрядник реализован из пороговых элементов в виде парциальных разрядников, каждый из которых представляет собой газовый зазор между двумя соседними электродами, выполненными в виде совокупности параллельных спиц (решетки), зажатых между двумя металлическими пластинами, формирующих емкостные элементы в делительных цепочках. Вариант конструкции газового разрядника, соответствующего схеме, изображенной на рис. 2, приведен на рис. 4, где 1 – парциальный элемент коммутационной структуры, 2 – управляющий электрод, 3 – обратный токовод (корпус), 4 – управляющий вход, 5 – развязывающая индуктивность, 6 – несущий изолятор управляющего входа, 7 – основной несущий изолятор, 8 – потенциальный электрод, сопрягаемый с источником коммутируемого напряжения. Рис. 5, а иллюстрирует вариант реализации коммутационной структуры, где зазор между коммутационными элементами задается с помощью распорных изолирующих стержней: 1 – пластина емкостного элемента делительной цепочки, 2 – распорный изолирующий стержень, 3 – электродная решетка из металлических спиц. На рис. 5, б приведен вариант реализации коммутационной структуры, где величина коммутационных зазоров задается с помощью отверстий под спицы в несущей изолирующей пластине: 1 – пластина емкостного элемента делительной цепочки, 2 – электродная решетка из спиц, 3 – несущая изолирующая пластина, 4 – распорная силиконовая трубка. Следует отметить, что в рассмотренном разряднике с решетчатыми электродами последовательной коммутации парциальных газовых зазоров способствует не только характер распространения перенапряжений, но и ультрафиолетовая подсветка от соседних замыкаемых зазоров. Кроме того, прозрачность электродов позволяет организовать эффективную прокачку газа через электроды разрядников.

В рамках рассмотренной электрической схемы были созданы газовые разрядники, подтвердившие её высокий потенциал.

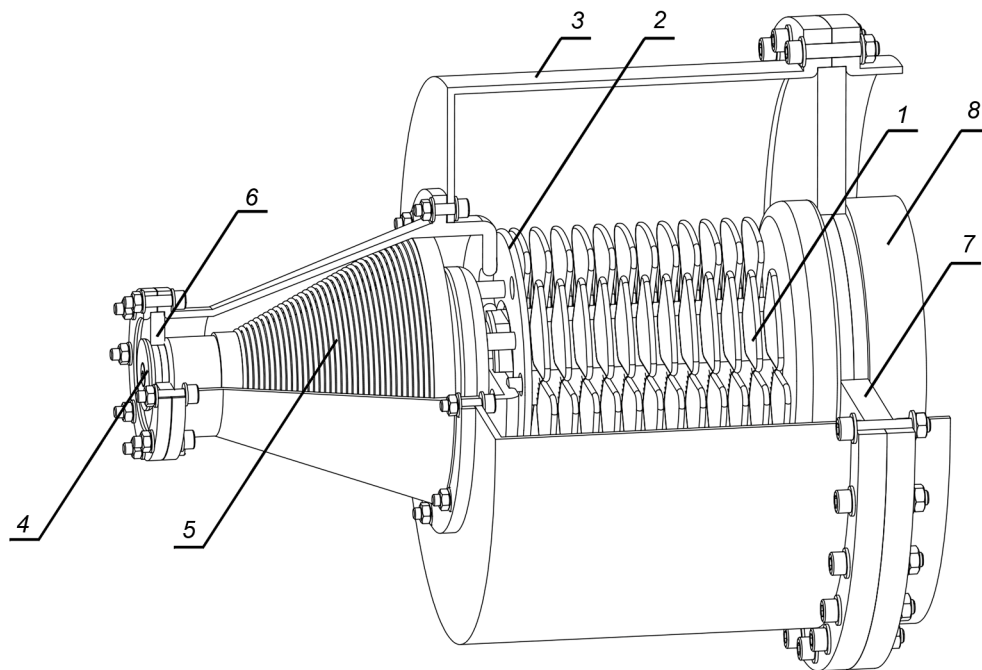


Рис. 4. Конструкция разрядника

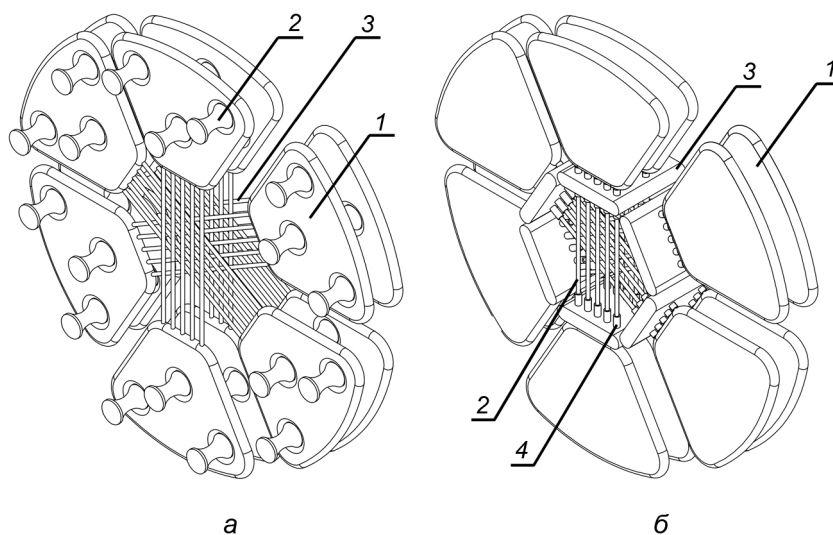


Рис. 5. Варианты реализации коммутационной структуры

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pat. 2659839 USA, IPC H 03 K 03/55. Sequence Spark Gap System / Gardner A.L. – Appl. July 17, 1951, Ser. No. 237257; Publ. Nov. 17, 1953.
2. Kladukhin V.V., Kladukhin S.V., Khramtsov S.P., and Kovalev N.F. // Proc. of 2007 IEEE Pulse Power Conference (PPPS-2007): Digests of Technical Papers 1976–2007. – Albuquerque, N.M., USA, 2007. – P. 423–427.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

*S.V. KLADUKHIN, A.A. NOVOSELOV***CONTROLLED AUTOWAVE MULTI GAP SWITCH**

This paper describes a scheme (model) of a controlled switch that consists of commutation chain made by sequential connection of identical threshold items. These items are covered by longitudinal capacitive couplings realizes autowave process of overvoltage propagation. Controlled switches with the wide range of capabilities can be made on the basis of this scheme. The design of a multigap gas switch based on the specified scheme that provides guaranteed triple overvoltage on the gaps is described. The design of the switch uses transparent lattice electrodes that promotes ionization of neighbor gas gaps through ultraviolet illumination and runaway electrons. Switching dynamic processes simulation results with the controlled pulse applied to one side of switch are shown.

Keywords: *switch, gas gap switch, overvoltage, autowave process.*

УДК 621.3.06

*А.А. ЖЕРЛИЦЫН, Е.В. КУМПЯК***МНОГОАЗОРНЫЙ МНОГОКАНАЛЬНЫЙ РАЗРЯДНИК, РАБОТАЮЩИЙ В ВОЗДУХЕ
АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ НАПРЯЖЕНИИ ДО 100 кВ***

Дано описание конструкции и приведены результаты исследований управляемых семизазорных многоканальных разрядников планарной геометрии, работающих в воздухе атмосферного давления. Разрядники ориентированы на применение в первичных емкостных накопителях с временем вывода энергии порядка 100 нс и зарядным напряжением до 100 кВ. В первом варианте разрядника напряжение равномерно распределяется между последовательными зазорами резистивным делителем напряжения. Сопротивление делителя, приходящееся на один зазор, 68 МОм. Для второго варианта разрядника исследован подход, связанный с использованием резконеоднородной конфигурации электрического поля в зазорах разрядника, обеспечивающей зажигание коронного разряда. Реализовано сопротивление коронного разряда, приходящееся на один зазор, около 40 МОм и достигнуто равномерное распределение напряжения по зазорам разрядника за счет тока коронного разряда. Помимо этого, коронный разряд обеспечил среднеквадратичный разброс времени задержки между импульсом пускового напряжения и моментом пробоя на уровне ~ 1 нс.

Ключевые слова: многоазорный многоканальный искровой разрядник, коронный разряд, высоковольтный емкостной накопитель энергии.

Введение

Ключевым элементом «быстрых» первичных емкостных накопителей энергии, определяющим возможность вывода энергии за характерное время ~ 100 нс, является коммутатор. Широкое распространение в силовых (~ 10^4 А) высоковольтных (~ 10^5 В) емкостных накопителях энергии получили газовые искровые разрядники. Наиболее перспективной рабочей средой разрядников представляется воздух. В отличие от других газов или смесей он не токсичен, не требует дополнительных резервуаров для хранения и бесплатен.

Широкий диапазон рабочих напряжений искровых разрядников, быстроедействие и наносекундная стабильность запуска реализуются за счет разбиения искрового промежутка на последовательно включенные зазоры [1]. Снижение индуктивности и потерь энергии в разряднике достигается за счет многоканальной коммутации [2]. Исходя из этих соображений, при разработке коммутаторов для «быстрых» первичных емкостных накопителей энергии выбор делается в пользу многоазорных многоканальных искровых разрядников [3, 4].

В данной работе дано описание конструкции и приведены результаты исследований управляемых многоазорных многоканальных разрядников планарной геометрии, работающих в воздухе атмосферного давления при напряжении до 100 кВ.

Конструкция многоазорных многоканальных разрядников

Конструкции двух вариантов разрядника планарной геометрии приведены на рис. 1. Планарная геометрия позволяет обеспечить достаточную длину поверхности между высоковольтным и низковольтным электродами разрядника, не увеличивая высоту разрядника, а также минимизировать расстояние между искровыми каналами и обратным токопроводом. В корпусе 1 из компаунда на основе эпоксидной смолы залиты детали 2, на которых закрепляются сферические электроды разрядника 3 диаметром 22 мм. Разрядники содержат семь последовательных зазоров длиной 6 мм.

Первый вариант разрядника (рис. 1, а) способен обеспечить зажигание до шести искровых каналов. Напряжение по электродам разрядника распределяется с помощью резистивного делителя напряжения 5, собранного из резисторов номиналом 68 МОм, соединяющихся последовательно в одном из каналов. Через детали 2 параллельно высоковольтному и низковольтному электроду 4 пропущены шнуры из проводящей резины. С их помощью обеспечивается распределение напряжения по электродам во всех остальных каналах. Пусковой импульс подается в каждый из каналов

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 18-08-00159-а.

разрядника на электроды 6 второго ряда относительно низковольтного электрода. Электроды 6 имеют сквозные отверстия, через которые проходит пусковой проводник диаметром 1.4 мм в полиэтиленовой изоляции.

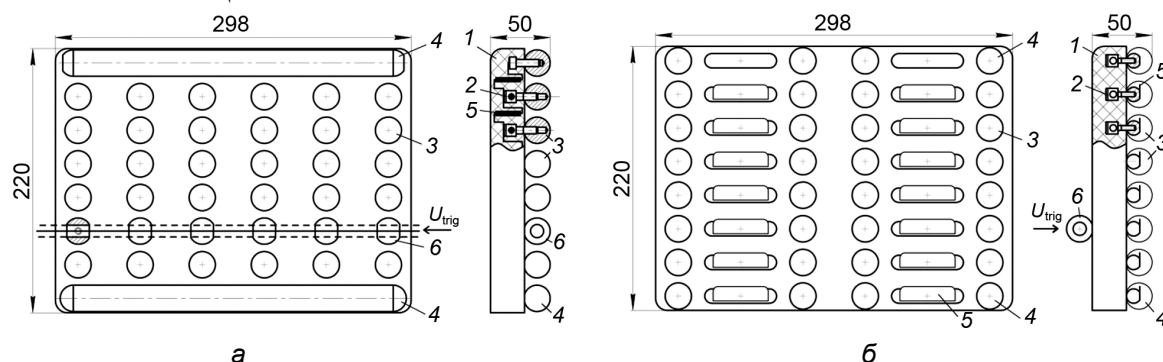


Рис. 1. Конструкции двух вариантов разрядника: 1 – корпус разрядника; 2 – детали для крепления электродов; 3 – электроды разрядника; 4 – высоковольтный и низковольтный концевые электроды; 5 – резистивный делитель напряжения или коронирующие острия; 6 – пусковые электроды

Во втором варианте разрядника (рис. 1, б) для выравнивания напряжения по зазорам используется ток коронного разряда. Отметим, что такой подход ранее положительно зарекомендовал себя в мощных искровых разрядниках [5, 6]. Помимо распределения напряжения, коронный разряд также служит эффективным источником иницирующих электронов.

Коронный разряд организован со специально выполненными лезвиями 5, размещенных на дополнительных цилиндрических электродах. Толщина кромки лезвий ~ 15 мкм. Расстояние между кромкой лезвия и противоположенным электродом 9.5 мм. Габаритные размеры разрядника не изменились. Из-за установки дополнительных электродов с коронирующими лезвиями число каналов в разряднике сократилось до четырех. В разряднике изменена форма концевых электродов 4 на сферические. Шнуры из проводящей резины заменены соленоидами с индуктивностью между соседними каналами ~ 0.5 мкГн. Пусковые электроды 6 со сквозным отверстием для пускового кабеля вынесены на верхнюю часть разрядника.

Схема испытаний

Разрядники коммутировали емкостной накопитель энергии $C_0 = 80$ нФ, выполненный из двух параллельно включенных конденсаторов GA 35426 (40 нФ, 100 кВ). Накопитель заряжался напряжением положительной полярности U_0 до 100 кВ. Для запуска разрядников использовался импульс напряжения отрицательной полярности амплитудой около 80 кВ с фронтом 35 нс. Емкостной накопитель разряжался на резистивную нагрузку $R_0 = 1.7$ Ом, обеспечивающую «критический» режим разряда – режим, при котором смена полярности импульса прекращается.

Регистрировались пусковое напряжение $U_{\text{trig}}(t)$, напряжение на нагрузке $U(t)$, производная тока разряда dI/dt и ток разрядника в процессе зарядки емкостного накопителя энергии. Из регистрируемых сигналов рассчитывались ток разряда $I(t)$, мощность $P(t)$ и энергия в нагрузке $W(t)$. Также оценивалась энергия, рассеянная в разряднике $W_s = W_0 - W$ и относительные потери энергии в разряднике $\Delta W_s = (W_s/W_0) \cdot 100\%$, где W_0 – энергия, запасенная в емкостном накопителе.

Результаты испытаний

Статическое напряжение самопробы зазора 6 мм между сферическими электродами диаметром 22 мм в воздухе атмосферного давления составляет около 18 кВ. При зарядном напряжении 100 кВ и равномерном распределении напряжения разность потенциалов между электродами одного зазора не превышает 14.3 кВ.

В первом варианте разрядника зарядное напряжение равномерно распределяется по зазорам разрядника с помощью резистивного делителя напряжения. Ток через сопротивления делителя напряжения достигает ~ 200 мкА.

Во втором варианте разрядника зарядное напряжение распределяется по зазорам разрядника с помощью коронного разряда. Вольт-амперная характеристика коронного разряда одного зазора длиной 9.5 см приведена на рис. 2. При напряжении на зазоре ~ 14 кВ ток коронного разряда со-

ставляет около 350 мкА, что соответствует сопротивлению ~ 40 МОм. Электрическая прочность зазора между электродами коронного разряда превышает прочность зазора между основными электродами.

Электрическая схема замещения одного канала разрядника показана на рис. 3. Помимо сопротивлений R_1 , задающих равномерное распределение напряжения по зазорам, схема содержит емкость между пусковым проводником и пусковым электродом $C_1 \sim 2.3$ пФ, межэлектродные емкости $C_2 \sim 1$ пФ, емкости электродов на землю $C_3 \sim 1.8$ пФ.

После прихода пускового импульса амплитудой $U_{\text{trig}} \sim 80$ кВ через емкость $C_1 \sim 2.3$ пФ непосредственно к пусковым электродам второго ряда прикладывается пусковое напряжение. Возникающее перенапряжение на зазорах разрядника определяется соотношением емкостей C_3/C_2 , составляющее для наших разрядников ~ 2 . При этом соотношении емкостей пусковой импульс напряжения понижает потенциал электрода 2 на 33.1 кВ с +28.6 до -4.5 кВ. Разность потенциалов по разные стороны от электрода 2 не одинакова. Большая разность потенциалов создается в зазоре между электродами 2 и 3. Здесь разность потенциалов возрастает более чем в 2.5 раза с 14.3 до 38 кВ, что приводит к пробое зазора. После пробоя пусковое напряжение оказывается приложенным к электроду 3, происходит пробой зазора между электродами 3 и 4 и т.д. После того как часть разрядника между электродами 2 и 7 пробилась, напряжение емкостного накопителя U_0 оказывается приложенным к зазорам между электродами 2-1 и 1-0. После пробоя последних зазоров начинает протекать ток разряда емкостного накопителя.

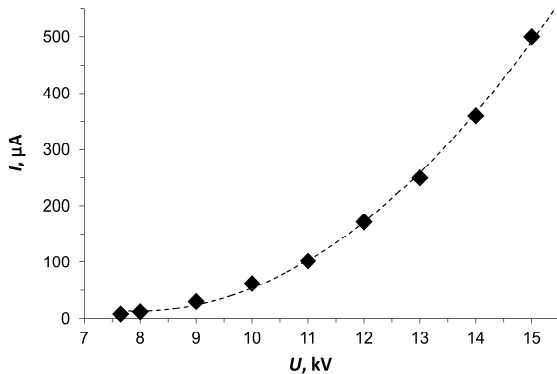


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика коронного разряда одного зазора длиной 9.5 мм

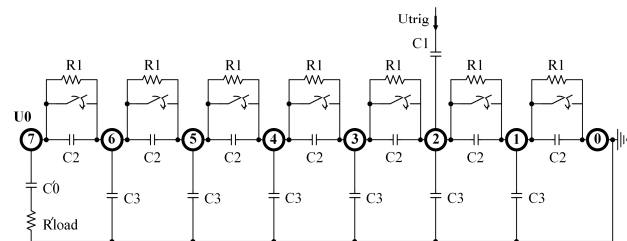


Рис. 3. Электрическая схема канала разрядника. C'_0 , R'_{load} – емкость накопителя и сопротивление нагрузки, приведенные к одному каналу

Пример осциллограмм разряда при $U_0 = 100$ кВ представлен на рис. 4. Из осциллограмм определяется время задержки t между приходом пускового импульса напряжения и пробоем всех зазоров разрядника. Среднеквадратичное отклонение σ времени задержки t в серии импульсов характеризует стабильность запуска разрядника.

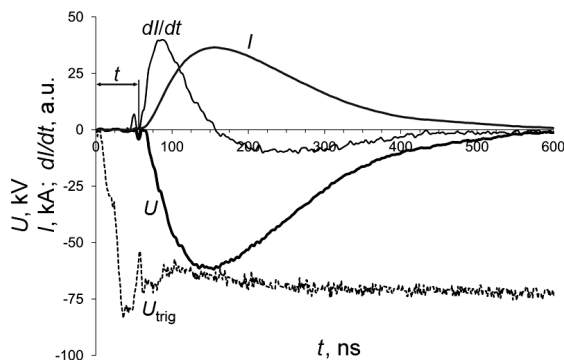


Рис. 4. Осциллограммы разряда емкостного накопителя

Устойчивый запуск разрядников реализуется в диапазоне напряжений 50–100 кВ. Однако при $U_0 \sim 50$ кВ абсолютный разброс срабатывания разрядника 3σ соизмерим с длительностью фронта

импульса. С увеличением U_0 до 60 кВ среднеквадратичное отклонение σ уже составляет 6 нс, а абсолютный разброс 3σ не превышает 20 нс. При U_0 свыше 80 кВ среднеквадратичный разброс σ сокращается до ~ 3 нс. Во втором варианте разрядника за счет коронного разряда σ снижается и при $U_0 = 100$ кВ составляет около 1 нс.

В условиях испытаний индуктивность разрядного контура $L_0 \sim 50$ нГн. В случае идеальной коммутационной характеристики разрядника в «критическом» режиме разряда при $U_0 = 100$ кВ можно было бы реализовать мощность $P_m = 0.27 \cdot U_0^2 (C_0/L_0)^{0.5} \sim 3.4$ ГВт в момент времени $t_m = (L_0 \cdot C_0)^{0.5} \sim 63$ нс [7]. Однако неидеальная коммутационная характеристика приводит к существенному снижению выходной мощности на ~ 35 % и затягиванию фронта импульса на ~ 35 %. Очевидно, что при фронте импульса ~ 100 нс энергия, затраченная на коммутацию, становится существенной относительно уровня запасаемой энергии.

Уровень потерь энергии в разряднике зависит от числа каналов [2]. В таблице приведены параметры импульсов и информация о балансе энергии при переходе от первого варианта разрядника с шестью каналами ко второму варианту разрядника с четырьмя каналами. Дополнительно приведена информация для случаев зажигания двух и одного каналов. Результаты, приведенные в таблице, дают достаточно полное представление о влиянии количества каналов N на параметры разряда. Увеличение потерь энергии в разряднике при уменьшении числа каналов до четырех можно считать приемлемым. В «критическом» режиме разряда относительные потери энергии ΔW_s при коммутации четырьмя каналами выше, чем при коммутации шестью каналами на 2 %.

**Параметры импульсов в зависимости от количества каналов N в разряднике.
Зарядное напряжение 100 кВ**

N	I , кА	t_m , нс	U , кВ	P , ГВт	W , Дж	W_s , Дж	ΔW_s , %
6	36	96	61	2.2	336	64	16
4	34	104	58	2.0	328	72	18
2	33	118	56	1.8	324	76	19
1	31	155	53	1.6	321	79	20

Заключение

Разработаны и исследованы многоазорные многоканальные искровые разрядники, работающие в среде воздуха атмосферного давления. Разрядники ориентированы на применение в первичных емкостных накопителях энергии с зарядным напряжением до 100 кВ.

В первом варианте разрядника напряжение равномерно распределяется между семью последовательными зазорами резистивным делителем напряжения. Для коммутации используются шесть параллельных искровых каналов. Во втором варианте разрядника напряжение распределяется между зазорами за счет коронного разряда со специально организованных лезвийных электродов. Для коммутации используются четыре канала.

Разрядники обеспечивают вывод энергии из емкостного накопителя 80 нФ с пиковой мощностью ~ 2 ГВт и позволяют формировать в «критическом» режиме разряда на нагрузке ~ 1.7 Ом импульсы с фронтом ~ 100 нс. Энергия, затрачиваемая на коммутацию емкостного накопителя, составляет ~ 16 % от запасаемой в емкостном накопителе при коммутации шестью параллельными искровыми каналами. С уменьшением числа искровых каналов до четырех относительные потери энергии на коммутацию увеличиваются на 2 %.

При зарядном напряжении емкостного накопителя свыше 80 кВ среднее квадратичное отклонение времени задержки между пусковым импульсом напряжения и пробоем всех зазоров разрядника составляет ~ 3 нс для первого варианта разрядника. За счет зажигания коронного разрядом во втором варианте разрядника среднеквадратичный разброс снижается до ~ 1 нс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Поталицын Ю.Ф. // Сильноточные наносекундные коммутаторы. – Новосибирск: Наука, 1979. – 176 с.
2. Романенко И.Н. // Электричество. – 1975. – № 12. – С. 63–65.
3. Бастриков А.Н., Ким А.А., Ковальчук Б.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 1997. – Т. 40. – № 12. – С. 5–16.
4. Kim A.A., Kovalchuk B.M., Kremnev V.V., et al. // Proc. 11th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. – Baltimore, USA, 1997. – P. 862–867.

5. Kovalchuk B.M., Kim A.A., Kumpjak E.V., et al. // Proc. 13th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. – Las Vegas, USA, 2001. – P. 1739–1742.
6. Sinebryukhov V.A., Kim A.A., Kovalchuk B.M., et al. // Ab. XII Intern. Megagauss Magnetic Field Conf. – Novosibirsk, Russia, 2008. – P. 65.
7. Mazarakis M.G. and Spielman R.B. // Proc. 12th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. – Monterey, 1999. – P. 412–415.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Жерлицын Андрей Алексеевич, к.т.н., ведущ. науч. сотр., зав. отделом импульсной техники, e-mail: andzh@oit.hcei.tsc.ru;
Кумпяк Евгений Валентинович, науч. сотр. отдела импульсной техники.

A.A. ZHERLITSYN, E.V. KUMPYAK

A MULTIGAP MULTICHANNEL SWITCHES OPERATING IN ATMOSPHERIC PRESSURE AIR AT A VOLTAGE OF UP TO 100 kV

The paper describes the design and test results of triggered seven-gap multichannel switches of a planar geometry working in air at atmospheric pressure. The switches are designed for the use in primary capacitive storages with an energy output time of about 100 ns and a charging voltage of up to 100 kV. In the first version of the switch, the voltage is evenly distributed between successive gaps by a resistive voltage divider. Resistance of the divider, per one gap is 68 MΩ. For the second version of the switch, an approach connected with the use of a highly non-uniform configuration of the electric field in the gaps, providing ignition of the corona discharge, is investigated. The corona discharge resistance per one gap is about 40 MΩ. Uniform distribution of voltage across the switch gaps due to the corona discharge current is achieved. In addition, the corona discharge provides a 1-σ switch jitter at the level of ~ 1 ns.

УДК 621.3

В.М. АЛЕКСЕЕНКО^{1,2}, С.С. КОНДРАТЬЕВ¹, В.А. СИНЕБРЮХОВ¹, С.Н. ВОЛКОВ¹**ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ РАЗРЯДНИКА ИСЭ ДЛЯ БЫСТРЫХ ЛТД СТУПЕНЕЙ ***

ЛТД (драйвер линейного трансформатора)-ступень содержит большое число искровых разрядников, поэтому для разработки ЛТД-генераторов необходима детальная численная модель этих разрядников. Модель [1], в отличие от модели [2], позволяет предсказывать влияние формы пускового импульса на время задержки срабатывания разрядника, но не предсказывает его джиттер. В настоящей работе предложен способ предсказания джиттера разрядника в модели [1], обсуждается его теоретическое обоснование, описаны результаты экспериментов по определению необходимых для новой модели параметров и указан порядок проведения моделирования.

Ключевые слова: драйвер линейного трансформатора (ЛТД), переключатель искрового промежутка, стандартное отклонение (джиттер).

Введение

В ЛТД-технологии принцип получения мощных коротких импульсов напряжения основан на параллельном разряде большого числа единичных секций внутри ЛТД-ступени, имеющих малую временную постоянную. Для этого каждая единичная секция включает в себя два накопительных конденсатора с малой емкостью и один газовый разрядник. Одновременное срабатывание всех разрядников ступени является важным фактором для получения максимальной мощности выходного импульса ступени. В ступенях с квазипрямоугольным выходным импульсом уменьшение джиттера разрядников позволит улучшить стабильность формы выходного импульса. Поэтому изучение влияния разных факторов на время задержки срабатывания разрядника и построение численной модели, учитывающей эти факторы, составляет важную часть ЛТД-технологии.

Численная модель разрядника ИСЭ с единичными зазорами

В прежних наших моделях разрядник ИСЭ представлялся в виде одного ключа, обладающего джиттером и сопротивлением, зависящим от протекающего по нему тока [2]. В новой модели разрядник рассматривается как последовательность шести ключей в соответствии с шестью искровыми зазорами ЛТД-разрядника ИСЭ. В основу модели каждого из этих ключей положены две основные формулы: во-первых, формула расчета сопротивления искры, полученная в [3]; во-вторых, интегральный критерий для определения момента импульсного пробоя искрового зазора [4].

Интегральный критерий описывается следующей формулой:

$$\int_0^{t_b} f dt = \lambda, \quad f = \begin{cases} 0 & \text{при } |U(t)| \leq U_{sb} \\ |U(t)| - U_{sb} & \text{при } |U(t)| > U_{sb} \end{cases}, \quad (1)$$

где $U(t)$ – текущее напряжение на зазоре; U_{sb} – статическое пробивное напряжение зазора; t_b – момент времени, при котором происходит импульсный пробой зазора. Ее реализация в программе OrCAD [5] показана на рис. 1, где L_g – индуктивность одного зазора, полученная из величины ин-

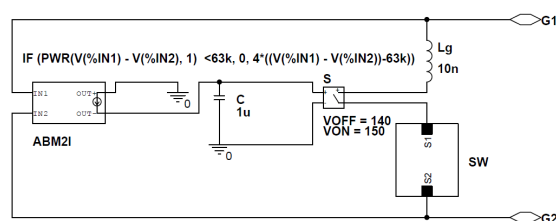


Рис. 1. OrCAD-модель единичного зазора разрядника ИСЭ

* Работа поддержана грантом РФФИ № 18-38-00199.

дуктивности всего разрядника, блок SW – блок расчета сопротивления искрового канала с внутренней структурой, приведенной в [3]. Остальные элементы отвечают за определение момента пробоя зазора на основе интегрального критерия. Более подробно модель на рис. 1 описана в [1].

Статистический разброс момента пробоя единичного зазора

Программа OrCAD позволяет статистически варьировать только значения сопротивления, емкости и индуктивности. Для статистического варьирования времени срабатывания ключа использовалась схема, показанная на рис. 2. В этой схеме время срабатывания ключа S_{ST} равно

$$t = \frac{U_{VT} \cdot C}{I1} = \frac{U_{VT}}{I1} C \quad (2)$$

где U_{VT} – напряжение срабатывания ключа S_{ST} . В дальнейшем была произведена замена ключа S_{ST} на S для более стабильной работы OrCAD с большим количеством разрядников в модели ЛТД-генератора. Как видно из (2), в данном случае емкость конденсатора пропорциональна моменту срабатывания ключа. Поэтому если мы зададим определенный закон для статистического разброса емкости конденсатора, то закон статистического разброса момента срабатывания ключа будет аналогичным. Однако это выполняется только при зарядке конденсатора постоянным током.

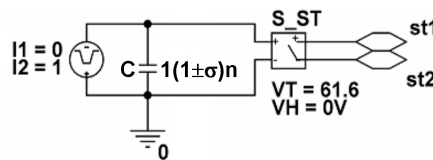


Рис. 2. OrCAD-модель статистического ключа

В новой модели разрядника напряжение на зазоре линейно нарастает со скоростью k . Блок АВМ2I преобразует это напряжение в ток, поэтому ток на его выходе будет описываться формулой

$$I = kt, \quad (3)$$

а время срабатывания ключа составит

$$t = \sqrt{\frac{2U_{VON}C}{k}}, \quad (4)$$

где U_{VON} – напряжение срабатывания ключа S .

Из (4) следует, что $C \sim t^2$, поэтому нормальное распределение емкости C не обеспечивает нормальное распределение разброса момента срабатывания ключа. Чтобы вернуться к возможности характеризовать ключ понятием джиттер, необходимо преобразовать схему на рис. 1 так, чтобы конденсатор C заряжался постоянным током. На рис. 3 показаны варианты зарядного тока конденсатора C на рис. 1, дающие напряжение на нем в следующей форме:

вариант а:
$$U = \frac{1}{C} \int_0^t I(t) dt = \frac{1}{C} \int_0^t kt dt = \frac{1}{C} \frac{kt^2}{2}; \quad (5)$$

вариант б:
$$U = \frac{1}{C} \int_0^t I_{const} dt = \frac{1}{C} I_{const} t. \quad (6)$$

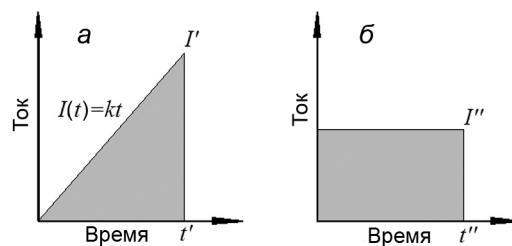


Рис. 3. Временные диаграммы зарядного тока конденсатора: а – нарастающий ток $I'(t) = kt$; б – постоянный ток $I''(t) = I_{const}$

Согласно (1), ключ S на рис. 1 срабатывает в момент времени t_b , когда напряжение на конденсаторе C достигает значения λ . Уравнения (5) и (6) дают

$$I_{\text{const}} = \frac{kt}{2}. \quad (7)$$

Выражая t из (5) и подставляя его в (7), получим

$$I_{\text{const}} = \frac{k}{2} \sqrt{\frac{2UC}{k}} = \sqrt{k} \sqrt{\frac{UC}{2}}, \quad (8)$$

при этом величина k будет соответствовать скорости нарастания напряжения на зазоре.

Таким образом, замена (3) на (8) возможна при условии, что скорость нарастания напряжения на зазоре разрядника постоянна. Реализация изменения формы зарядного тока производится изменением формулы для блока ABM2I, как показано на рис. 4, а.

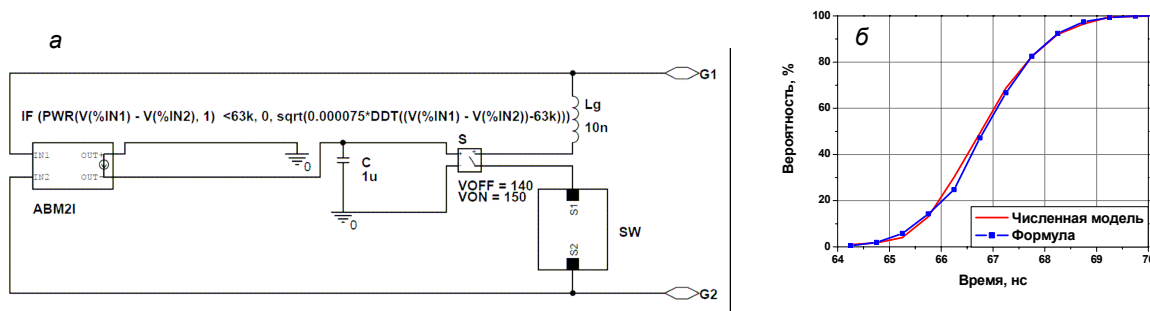


Рис. 4. Модернизированная OrCAD-модель единичного зазора разрядника ИСЭ (а). Сравнение диаграмм вероятности статистического разброса момента пробоя зазора (б)

Модернизированная OrCAD-модель единичного зазора проверялась при джиттере ~ 1 нс. Для этого на данной модели зазора проводилось 400 расчетов со статистическим разбросом емкости конденсатора C . По результатам моделирования была построена диаграмма распределения вероятности, приведенная на рис. 4, б. Обработка результатов моделирования показала, что среднее значение момента срабатывания составляет $\mu = 67.1$ нс, а среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0.997$ нс. На основе этих данных был построен график вероятности для нормального распределения, полученный по следующей формуле:

$$N = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - \mu}{\sqrt{2\sigma^2}} \right) \right] 100 \%. \quad (9)$$

Как видно из рис. 4, б, функция распределения вероятности момента пробоя зазора для модернизированной модели зазора соответствует нормальному распределению с небольшой погрешностью. Данные диаграммы приведены для джиттера 1 нс. С увеличением джиттера будет увеличиваться погрешность моделирования.

Экспериментальное исследование джиттера единичного зазора

Как было сказано выше, для получения возможности статистического анализа модели разрядника с единичными зазорами необходимо знать джиттер момента пробоя единичного зазора. Подобные исследования ранее не проводились. Поэтому для экспериментального изучения зазора разрядника был изготовлен стенд, схема которого приведена на рис. 5, а. Исследовался зазор, ближайший к пусковому электроду со стороны «+» разрядника. Остальные зазоры разрядника выкорачивались с помощью проводящих вставок. На зазор подавалось постоянное напряжение 33 кВ, что соответствует полному зарядному напряжению ± 100 кВ для разрядника. Затем на пусковой электрод подавался пусковой импульс с амплитудой ~ 100 кВ и временем нарастания меньше 100 нс. С помощью резистивного делителя регистрировалось напряжение на пусковом электроде разрядника, по осциллограмме определялись t_{sb} – момент времени, при котором выполняется $U(t) = U_{sb}$, и t_b – момент пробоя зазора. Разность $t_b - t_{sb}$ использовалась для определения джиттера пробоя зазора. Данное исследование проводилось при различном давлении сухого воз-

духа в разряднике и различной скорости нарастания пускового импульса, его результаты показаны на рис. 5, б.

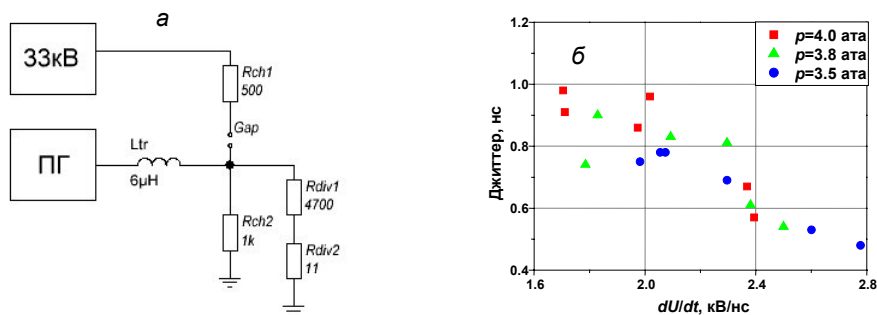


Рис. 5. Схема стенда для исследования единичного зазора разрядника ИСЭ (а). Результаты эксперимента (б)

Каждая точка на рис. 5, б представляет собой результат обработки 600 последовательных выстрелов. Видно, что изменение давления сухого воздуха от 3.5 до 4.0 ата не приводит к значительному изменению джиттера единичного зазора, тогда как рост скорости нарастания напряжения от 1.6 до 2.8 кВ/нс приводит к двукратному падению джиттера.

Заключение

В настоящей работе проведена модернизация модели разрядника ИСЭ для быстрых ЛТД-ступеней с масляной изоляцией [1], позволившая предсказывать джиттер таких разрядников. Анализ результатов статистического моделирования показал, что разброс момента пробоя зазора подчиняется заданной функции распределения вероятности. Экспериментально определен джиттер пробоя единичного зазора разрядника при давлении сухого воздуха от 3.5 до 4.0 ата и скорости нарастания напряжения на зазоре от 1.6 до 2.8 кВ/нс. Поскольку джиттер каждого зазора разрядника определяется в том числе скоростью нарастания на нем напряжения, то моделирование следует проводить в два этапа. На первом этапе определяется скорость нарастания напряжения на каждом зазоре разрядника при номинальных значениях всех элементов модели, на втором этапе – джиттер разрядника в целом в зависимости от полученной на первом этапе скорости нарастания напряжения на отдельных зазорах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеенко В.М., Синебрюхов В.А., Кондратьев С.С. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 83–87.
2. Alexeenko V.M., Mazarakis M.G., Kim A.A., et al. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 12/2. – С. 5–8.
3. Kim A.A., Durakov V.G., Volkov S.N., et al. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 11. Приложение. – С. 297–300.
4. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. – Новосибирск: Наука, 1987.
5. OrCAD Capture CIS 10.5.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

V.M. ALEXEENKO^{1,2}, S.S. KONDRATIEV¹, V.A. SINEBRYUKHOV¹, S.N. VOLKOV¹

NUMERICAL MODEL OF THE HCEI SWITCH FOR THE FAST LTD CAVITIES

The LTD cavity includes large number of the spark gap switches, then detailed model of such switch is important for the development of the LTD generators. New model [1], in contrast to the model [2], allows accounting the trigger pulse shape on the switch closing time but does not consider the switch jitter. In present work, we consider the method of accounting jitter of switch in model [1], is discussing of theoretical ground, is describing results of the experiments to definition necessary parameters for new model and is explaining of technique of the simulation.

Keywords: *Linear transformer driver (LTD), spark gap switch, standard deviation (jitter).*

УДК 53.082.743, 537.856

Г.Ш. БОЛТАЧЕВ¹, С.А. ЧАЙКОВСКИЙ^{1,2}

ДИФФУЗИЯ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИНДУКТИВНОМ ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ ЗОНДЕ*

Исследуются особенности измерений переменного магнитного поля миниатюрным одновитковым зондом. Аналитически в рамках упрощающих моделей и численно в общем случае решается задача о диффузии магнитного поля в зонде. Влиянием нагрева пренебрегается. Проанализированы условия, которые соответствуют статическому пределу, когда толщина скин-слоя δ_s велика, и динамическому пределу, когда $\delta_s \rightarrow 0$. Регистрируемый зондом магнитный поток Φ характеризуется радиусом «разделения» R_* , так что $\Phi = B_0 \pi R_*^2$, где B_0 – измеряемое поле. Показывается, что при малом диаметре измерительного витка радиус разделения заметно отличается от среднего арифметического радиуса зонда. В условиях сильного скин-эффекта это различие возрастает, что может приводить к существенной ошибке в оценке измеряемого магнитного поля.

Ключевые слова: диффузия магнитного поля, индуктивный магнитный датчик.

Введение

Среди различных методов измерения магнитного поля [1] в случае импульсных процессов наибольший практический интерес и применение находят индуктивные магнитные датчики [1–5]. Принцип их действия основан на законе индукции, который в простейшем случае одиночного витка площадью $S = \pi R^2$ (R – радиус витка) имеет вид

$$\varepsilon_i = -\pi R^2 \frac{dB_0}{dt}, \quad (1)$$

где ε_i – ЭДС индукции; t – время; $B_0(t)$ – внешнее магнитное поле. Индуктивные датчики широко применяются и при измерениях импульсных токов мегаамперного диапазона [4, 5]. Запросы современной импульсной техники часто требуют миниатюризации измерительных зондов [2, 3, 5, 6], в частности для получения приемлемого уровня генерируемого сигнала (порядка 100–1000 В) при высоких скоростях нарастания измеряемого импульсного тока. Калибровка датчиков производится, как правило, посредством импульсов тока невысокой амплитуды, что может приводить для миниатюрных зондов к заметной погрешности калибровочных измерений. Теоретическая оценка чувствительности датчика посредством использования соотношения (1) при уменьшении измерительного зонда также усложняется. В качестве радиуса R витка теперь могут выступать его внутренний или внешний радиусы, их среднее арифметическое, среднее геометрическое и т.д. Подобная неопределенность, когда диаметр витка становится сопоставим с толщиной провода, может приводить к значительной ошибке в оценке внешнего магнитного поля. Другим фактором, который может повлиять на точность измерений миниатюрным зондом, является известный скин-эффект [7], когда толщина скин-слоя $\delta_s = \sqrt{Tr/(\pi\mu)}$ (ρ – удельное сопротивление зонда, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м) становится существенно меньше толщины провода. В общем случае, разность потенциалов $\Delta\phi$, возникающая на концах разомкнутого витка, зависит от пространственного распределения иницируемых в зонде индукционных токов. В пренебрежении нагревом задача о распределении магнитного поля и индукционных токов в толще зонда является линейной, что позволяет представить результирующую разность потенциалов в виде, аналогичном соотношению (1):

$$\Delta\phi = \pi R_*^2 \frac{dB_0}{dt}. \quad (2)$$

Величину R_* здесь назовем радиусом «разделения» магнитного потока. Взаимосвязь данного параметра с размерами зонда может быть установлена только в результате решения исходной задачи

* Работа выполнена в рамках темы госзадания 0389-2015-0026 при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00277).

о диффузии переменного магнитного поля в зонде, что и является целью настоящего исследования.

С целью упрощения задачи в дальнейшем предполагается, что измерительный зонд представляет собой кольцо прямоугольного сечения с бесконечно узким разрезом, с которого снимается разность потенциалов. Ось Oz цилиндрической системы координат (r, φ, z) направлена по нормали к кольцу, начало координат совмещено с геометрическим центром. Высоту витка вдоль Oz обозначим как h , его внутренний радиус – R_1 , внешний – R_2 , толщина $L = R_2 - R_1$. Направление внешнего магнитного поля коллинеарно с осью Oz , а величина изменяется по гармоническому закону

$$B_0 = B_m \sin(\omega t), \quad (3)$$

где B_m – амплитуда поля; $\omega = 2\pi/T$, T – период. Переменное поле (3) наводит в зонде круговые токи, которые вдоль разреза замыкаются противоположными радиальными токами. Последние, ввиду близости друг к другу, не влияют на формирование магнитных полей в пространстве.

Аналитические решения в статическом и динамическом пределах

В статическом пределе, когда $\delta_s \gg L$, возникающие в зонде индукционные токи не влияют на окружающее магнитное поле $B_0(t)$, поскольку их собственное поле мало. Используя закон индукции, нетрудно получить радиальное распределение плотности индуктивных токов в квазистатических условиях:

$$j(r) = \frac{\Delta\phi}{2\pi r \rho} - \frac{r}{2\rho} \frac{dB_0}{dt}. \quad (4)$$

Интегрируя соотношение (4) и полагая суммарный ток равным нулю (зонд разомкнут), для разности потенциалов получим

$$\Delta\phi = \frac{\pi(R_2^2 - R_1^2)}{\ln(R_2^2 / R_1^2)} \frac{dB_0}{dt}.$$

Сопоставляя это выражение с (2) для радиуса разделения R_* , в статическом пределе можем записать

$$R_{*,\text{stat}}^2 = \frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln(R_2^2 / R_1^2)}. \quad (5)$$

Анализируя полученное выражение, нетрудно заметить, что радиус разделения $R_{*,\text{stat}}$ в квазистатических условиях лежит между средним арифметическим $R_a = (R_1 + R_2)/2$ и средним геометрическим $R_g = \sqrt{R_1 R_2}$ радиусами. С высокой точностью величина $R_{*,\text{stat}}$ описывается соотношением

$$R_{*,\text{stat}} \cong \frac{1}{3} R_g + \frac{2}{3} R_a. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь условия, соответствующие динамическому пределу, т.е. когда $\delta_s \ll L$. Будем использовать упрощенную модель «двух скин-слоев»: полагаем, что весь ток течет по двум тонким слоям толщиной δ_s , вблизи внутренней ($r = R_1$, $j(r) = -j$) и внешней ($r = R_2$, $j(r) = +j$) поверхностей зонда. При таком распределении плотности тока с учетом малости толщины скин-слоя ($\delta_s \rightarrow 0$) для z -компоненты магнитного поля, создаваемого индукционными токами, в плоскости витка ($z = 0$) получим

$$B_{z,0}(r) = \frac{\mu h}{2\pi} j \delta_s [F(R_2, r, h) - F(R_1, r, h)], \quad F(R, r, h) = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{R(R - r \sin \varphi)}{l^2 \sqrt{l^2 + h^2/4}} d\varphi, \quad (7)$$

где $l^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \sin \varphi$. Величину поверхностных токов j в выражении (7) установим из условия вытеснения суммарного магнитного потока из объема зонда:

$$\int_{R_1}^{R_2} [B_{z,0}(r) + B_0] 2\pi r dr = 0.$$

В итоге, для магнитного потока Φ через внутреннее отверстие зонда (при $r \leq R_1$) получаем

$$\frac{\Phi}{\pi B_0(t)} = R_{*,0}^2 = R_1^2 - (R_2^2 - R_1^2) \frac{\int_0^{R_1} [F(R_2, r, h) - F(R_1, r, h)] r dr}{\int_{R_1}^{R_2} [F(R_2, r, h) - F(R_1, r, h)] r dr}. \quad (8)$$

Соотношение (8) определяет искомую зависимость радиуса разделения R_* от размеров зонда h , R_2 и R_1 в динамическом пределе ($\delta_s = 0$, $R_* = R_{*,0}$), которая проиллюстрирована на рис. 1. Для полноты картины представлены кривые $R_{*,0}(R_1)$ при различных значениях отношения h/L . Видим, что в пределе $h \gg L$ (бесконечно длинный соленоид) зависимость $R_{*,0}(R_1)$ стремится к равенству $R_{*,0} = R_1$, что передает характер распределения магнитного поля в одномерной задаче о протяженном соленоиде. На противоположном пределе значения $R_{*,0}$ остаются заметно ниже среднего геометрического R_g , хотя с ростом диаметра измерительного зонда ($R_1 \rightarrow \infty$) это различие исчезает.

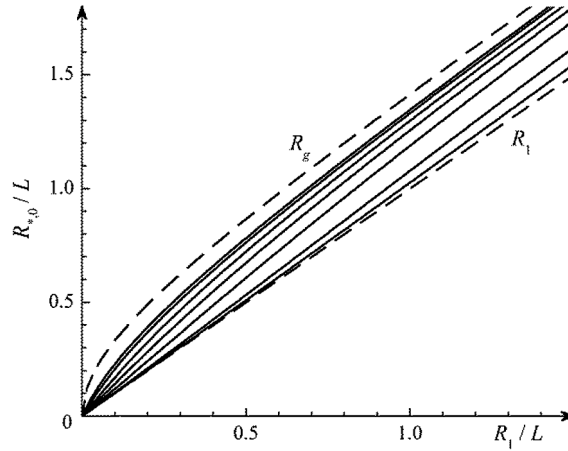


Рис. 1. Радиус разделения в динамическом пределе (8) для различных значений отношения h/L (сплошные линии снизу вверх): 10, 5, 2, 1, 0.5, 0.2, 0.1

Представляющая наибольший интерес кривая $R_{*,0}(R_1)$, соответствующая зонду квадратного сечения ($h/L = 1$), с высокой точностью аппроксимируется зависимостью

$$R_{*,0} = w\left(\frac{R_1}{L}\right) R_1 + \left[1 - w\left(\frac{R_1}{L}\right)\right] R_g, \quad w(x) = \frac{w_1}{1+x} - \frac{w_2 x}{(1+x)^3}, \quad (9)$$

со следующими параметрами: $w_1 = 0.968$, $w_2 = 0.808$. В целом, можно сделать вывод, что если в статическом пределе радиус разделения R_* принимает промежуточные значения между средним арифметическим и средним геометрическим радиусами, то переход к динамичным процессам с конечными значениями толщины скин-слоя приводит к заметному снижению величины R_* .

Численное решение задачи

В пренебрежении нагревом уравнение диффузии магнитного поля во внутренней области зонда имеет вид [1, 7]

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \frac{-1}{\kappa} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (10)$$

где $\kappa = \rho/\mu$ – коэффициент диффузии. Ввиду осевой симметрии анализируемой задачи в цилиндрических координатах (r, φ, z) магнитное поле имеет только радиальную компоненту $B_r(r, z)$ и z -компоненту $B_z(r, z)$, а плотность тока – только φ -компоненту, т.е. $\mathbf{B} = (B_r; 0; B_z)$, $\mathbf{j} = (0; j; 0)$.

Удобно ввести векторный потенциал поля \tilde{A} [1, 7]:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \tilde{\mathbf{A}}, \quad \tilde{\mathbf{A}} = (0; \tilde{A}(r, z, t); 0), \quad (11)$$

для которого уравнение диффузии (10) можно записать так:

$$\tilde{A}_{zz} + \tilde{A}_{rr} + \frac{1}{r} \tilde{A}_r - \frac{1}{r^2} \tilde{A} = \frac{1}{\kappa} \tilde{A}_t, \quad (12)$$

где индексы обозначают дифференцирование функции $\tilde{A}(r, z, t)$ по соответствующей переменной.

В стационарных условиях, когда внешнее магнитное поле изменяется со временем по гармоническому закону (3), потенциал \tilde{A} в пространстве вне зонда можно представить в виде

$$\tilde{A}(r, z, t) = \left(A'(r, z) + \frac{r}{2} B_m \right) \sin(\omega t) + D'(r, z) \cos(\omega t), \quad (13)$$

а внутри зонда – в виде

$$\tilde{A}(r, z, t) = \left(A(r, z) + \frac{a}{r} + \frac{r}{2} B_m \right) \sin(\omega t) + \left(D(r, z) + \frac{d}{r} \right) \cos(\omega t), \quad (14)$$

где a и d – свободные параметры. Подстановка соотношений (13) и (14) в уравнение (12) позволяет записать систему дифференциальных уравнений для определения неизвестных функций A , A' , D и D' . Граничные условия к этим уравнениям на внешних границах: $A'|_{r, z \rightarrow \infty} = 0$ и $D'|_{r, z \rightarrow \infty} = 0$. Кроме этого, на границах зонда требуется непрерывность компонент магнитного поля: $B_r = -A_z$ и $B_z = A_r + A/r$, что дает попарное равенство значений и нормальных к границе пространственных производных функций A , A' и D , D' .

Для численного решения сформулированной задачи дифференциальные уравнения в частных производных аппроксимировались разностными схемами типа «Кранка–Николсона». Итоговые линейные системы уравнений относительно значений искомых функций A , D , A' и D' в узлах расчетной сетки решались методом Зейделя. Получаемые при этом решения позволяют восстановить магнитное поле (10) и плотность тока в измерительном витке:

$$\frac{\mu \delta_s^2}{2} j(r, z) = - \left(A + \frac{a}{r} + \frac{r}{2} B_m \right) \cos(\omega t) + \left(D + \frac{d}{r} \right) \sin(\omega t). \quad (15)$$

Параметры a и d определялись условием обнуления суммарного тока:

$$J(\omega t) = \int_0^{h/2} \int_{R_1}^{R_2} j(r, z) dz dr = J_a \cos(\omega t) + J_d \sin(\omega t) = 0. \quad (16)$$

При известных значениях параметров a и d искомая разность потенциалов дается выражением

$$\Delta \phi = 2\pi \omega [-a \cos(\omega t) + d \sin(\omega t)]. \quad (17)$$

Видим, что разность потенциалов $\Delta \phi$ изменяется не синфазно с изменением внешнего поля, поэтому нельзя говорить о точном соответствии с соотношением (2), определяющем радиус разделения. Однако, сопоставляя выражения (2) и (17) по амплитуде колебаний, получаем их тождественность при

$$R_*^2 = \frac{2}{B_m} \sqrt{a^2 + d^2},$$

что и было использовано для определения радиуса R_* в численном расчете.

Типичный вид линий магнитного поля в окрестности зонда и пространственное распределение плотности тока по сечению зонда представлены на рис. 2. Вид исходных уравнений (12) – (14) показывает, что сформулированная задача инвариантна относительно пропорционального изменения размерных величин (толщина скин-слоя и размеры зонда). Поэтому результаты, в частности отношение R_*/L , для зонда с квадратным сечением являются двухпараметрическими функциями, зависящими, например, от отношений δ_s/L и R_1/L . Расчетные данные о величине радиуса разделения при различных значениях этих параметров продемонстрированы на рис. 3 и 4.

Данные рис. 3 и 4 соответствуют зонду из медного провода ($\rho = 1.7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м), при длительности нарастания внешнего поля $T/4 = 100$ нс, что является вполне типичным значением для современных импульсных генераторов [5]. Толщина скин-слоя при этом составляет $\delta_s = 0.04$ мм. На рис. 3 представлены результаты расчетов для проводов с размерами $L = 1.0$ и 0.1 мм. Значение

$L = 1$ мм соответствует условиям, близким к динамическому пределу. Рис. 2 демонстрирует здесь довольно сложное пространственное распределение плотности тока по сечению витка, которое, на первый взгляд, плохо соответствует модели «двух скин-слоев». Максимумы плотности тока вполне ожидаемо появляются вблизи «особых» точек – вершин квадратного сечения. Однако размеры областей с максимумами тока возле вершин относительно невелики, а значения плотности тока в этих максимумах всего примерно вдвое по амплитуде превышают соответствующие значения вблизи плоскости $z = 0$. Поэтому в целом модель «двух скин-слоев» оказывается достаточно точной, что видно по рис. 3: расчетные точки для $L = 1$ мм располагаются близко к кривой, рассчитанной по данной модели.

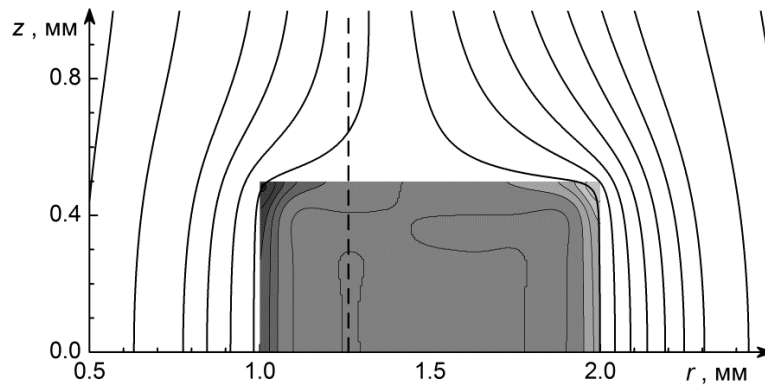


Рис. 2. Линии магнитного поля (сплошные линии) и рельеф распределения плотности тока по сечению медного зонда с размерами $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 2$ мм, $h = 1$ мм при $T = 400$ нс в момент времени $t = 100$ нс. Вертикальная штриховая линия показывает расчетное положение радиуса разделения: $R_* = 1.26$ мм

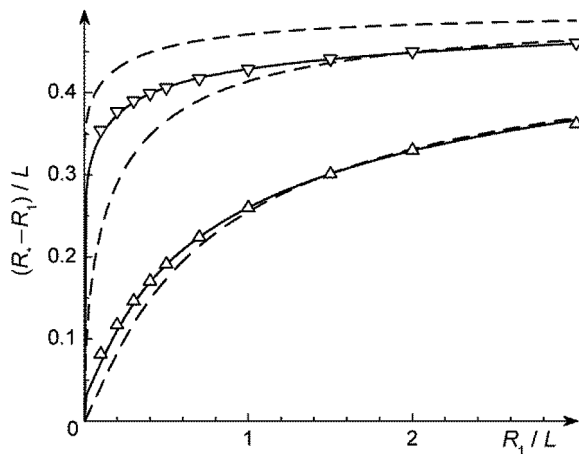


Рис. 3. Радиус разделения в зависимости от внутреннего радиуса зонда R_1 . Расчетные точки соответствуют значениям $\delta_s/L = 0.04$ (снизу) и 0.4 (сверху). Штриховые линии (снизу вверх): модель «двух скин-слоев» по уравнению (9); среднее геометрическое R_g ; статический предел по (6). Сплошные линии – аппроксимация расчетных точек по уравнениям (18) – (21)

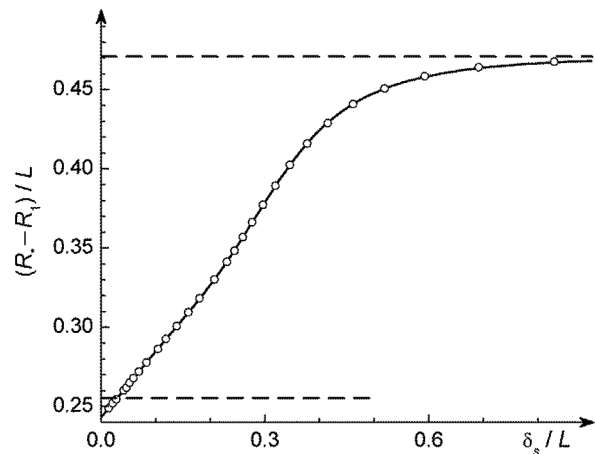


Рис. 4. Радиус разделения в зависимости от толщины скин-слоя δ_s при $R_1 = L$. Штриховые линии – модель «двух скин-слоев» по уравнению (9) (снизу) и статический предел по (6) (сверху); сплошная линия – аппроксимация расчетных точек по уравнениям (18) – (21)

Зависимость радиуса разделения от параметра δ_s/L была исследована для значений $R_1/L = 1.0$ и 0.5 . Как показывает рис. 4, в динамическом пределе ($\delta_s \rightarrow 0$) экстраполяция расчетных точек оказывается немного ниже значений, соответствующих модели «двух скин-слоев». Полагая, что в предельных случаях $R_1 \rightarrow 0$ и $R_1 \rightarrow \infty$ данная модель дает корректные результаты

(соответственно, $R_{*,0} \rightarrow 0$ и $R_{*,0} \rightarrow R_g \cong R_a$), предложена следующая аппроксимация расчетных данных:

$$R_{*,0} = w(R_1/L)R_1 + [1 - w(R_1/L)]R_g + L\Delta_0(R_1/L); \quad (18)$$

$$\Delta_0(x) = -\frac{0.061}{x} \exp(-1.593/x), \quad w(x) = \frac{0.968}{1+x} - \frac{0.808x}{(1+x)^3}. \quad (19)$$

Переход между статическим и динамическим пределами, т.е. радиус разделения как функция параметра δ_s/L , для случая $R_1 = L$ представлен на рис. 4. Расчетные данные хорошо аппроксимируются выражением

$$R_* = R_{*,0} + (R_{*,\text{stat}} - R_{*,0})f(\delta_s/L, R_1/L); \quad (20)$$

$$f(x, y) = \text{th}(xp_0) + \frac{xp_1}{1+(xp_2)^4} + \frac{(xp_3)^2}{1+(xp_4)^5}, \quad p_i(y) = k_{i0} + k_{i1} \exp(-y), \quad (21)$$

с коэффициентами: $k_{00} = 3.819$, $k_{01} = -0.189$, $k_{10} = -2.184$, $k_{11} = 0.465$, $k_{20} = 2.755$, $k_{21} = 0.444$, $k_{30} = 1.566$, $k_{31} = -0.046$, $k_{40} = 2.486$, $k_{41} = 0.331$. Как показывают рис. 3 и 4, полученная аппроксимация обладает довольно широкой областью применимости – удовлетворительно описываются все расчетные точки, лежащие в диапазоне $0.1L \leq R_1 \leq 3.0L$.

Закключение

Исследована диффузия переменного магнитного поля ($B_0 = B_m \sin(\omega t)$) в тороидальный одновитковый измерительный зонд квадратного сечения. В пренебрежении нагревом задача решена аналитически в рамках упрощающих моделей и численно в общем случае. Аналитически проанализированы условия, которые соответствуют различным предельным ситуациям: статический предел, когда толщина скин-слоя δ_s велика по сравнению с размерами зонда R_1 и R_2 (внутренний и внешний радиусы витка соответственно); динамический предел, когда $\delta_s \rightarrow 0$. Регистрируемый зондом магнитный поток Φ характеризуется радиусом разделения R_* , так что $\Phi = B_0 \pi R_*^2$. Установлено, что в статическом пределе радиус разделения лежит между средним арифметическим $R_a = (R_1 + R_2)/2$ и средним геометрическим $R_g = \sqrt{R_1 R_2}$. На противоположном (динамическом) пределе величина R_* имеет существенно меньшие значения между R_g и R_1 . В результате численного решения задачи получены распределения магнитного поля во всем пространстве и плотности тока в сечении зонда, что позволило проанализировать значения радиуса разделения при произвольных величинах глубины скин-слоя и размерах зонда. Анализ исходных уравнений и граничных условий показывает, что отношение R_*/L , где $L = R_2 - R_1$, является двухпараметрической функцией. В качестве независимых параметров выбраны отношения δ_s/L и R_1/L . Для искомой двухпараметрической функции предложена удобная аналитическая аппроксимация, которая удовлетворительно воспроизводит все расчетные точки в диапазонах изменения независимых параметров: $0.1L \leq R_1 \leq 3.0L$ и $0 \leq \delta_s < \infty$. При увеличении отношения R_1/L различие значений R_* и R_a быстро снижается даже в динамическом пределе. Так, при $R_1/L = 5$ отношение $R_*/R_a = 0.98$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972.
2. Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Сорокин С.А., Чайковский С.А. // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15. – Вып. 18. – С. 83–86.
3. Сорокин С.А. // ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – Вып. 6. – С. 43–47.
4. Wagoner T.C., Stygar W.A., Ives H.C., et al. // Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams. – 2008. – V. 11(10). – P. 100401.

5. Ванькевич В.А., Чайковский С.А., Рыбка Д.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/3. – С. 44–48.
6. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применения: пер. с англ. под ред. Ф. Херлаха. – М.: Мир, 1988.
7. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. – Л.: Энергоиздат, 1981.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Болтачев Грэй Шамилевич, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: grey@iep.uran.ru;

Чайковский Станислав Анатольевич, д.ф.-м.н., директор ИЭ УрО РАН, ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: Chaikovsky@iep.uran.ru.

G.Sh. BOLTACHEV¹, S.A. CHAIKOVSKY^{1,2}

ALTERNATING MAGNETIC FIELD DIFFUSION IN THE INDUCTIVE MEASURING PROBE

The peculiarities of the alternating magnetic field measurements by a tiny single-turn probe are investigated. The problem on the diffusion of a magnetic field is solved by analytical methods within simplifying assumptions and numerically for the general case. The probe heating is neglected. The conditions, which are corresponded to a static limit, i.e., when the skin-layer depth (δ_s) is large, and to a dynamic limit, when $\delta_s \rightarrow 0$, are analyzed analytically. In the framework of the numerical solving procedure the space distributions of the magnetic field and the current distributions into the probe cross-section are obtained. The magnetic flux Φ being measured by the probe is determined by a “dividing” radius R_* so that $\Phi = B_0 \pi R_*^2$, where B_0 is the magnetic induction. It is obtained that for the measuring coil with a small inner diameter the dividing radius is distinctly smaller than the value of arithmetic mean radius. At the conditions corresponding to the strong skin-effect the difference increases essentially and can result in a serious error concerning the measuring magnetic field.

Keywords: magnetic field diffusion, inductive measuring probe.

УДК 537.525

*Н.В. ЛАНДЛЬ, Ю.Д. КОРОЛЕВ, В.Г. ГЕЙМАН, О.Б. ФРАНЦ, Г.А. АРГУНОВ, И.А. ШЕМЯКИН***ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД С ПОЛЫМ КАТОДОМ
И ПОЛЫМ АНОДОМ В УЗЛЕ ЗАПУСКА ТИРАТРОНА С ХОЛОДНЫМ КАТОДОМ***

Приводятся результаты исследования отпаянного тиратрона с холодным катодом типа ТР11-10k/50 с новым узлом запуска на основе вспомогательного тлеющего разряда. В отличие от отпаянных тиратронов, выпускаемых промышленно, в рассматриваемом тиратроне не используется высокоэмиссионная таблетка. Получены вольт-амперные характеристики вспомогательного тлеющего разряда в узле запуска и измерен паразитный ток для различных схем питания. Показано, что разряд в узле запуска может поддерживаться в режиме затрудненного разряда и в режиме обычного разряда с полым катодом.

Ключевые слова: тиратрон с холодным катодом, тлеющий разряд, полый катод.

Введение

С конца 80-х годов XX в. значительный интерес проявляется к сильноточным коммутирующим приборам на основе разрядов низкого давления с полым катодом (так называемым псевдоискровым разрядником) [1–6]. Принцип работы этих приборов и их конструкция схожи с классическим тиратроном с накаливаемым катодом. Однако в разрядниках накаливаемый катод отсутствует. Поэтому псевдоискровые разрядники также называют тиратроны с холодным катодом или тиратроны с заземленной сеткой [1, 4–6].

Область рабочих давлений тиратрона соответствует левой ветви кривой Пашена. В этих условиях длина свободного пробега электрона для реакции ионизации значительно превышает характерный размер основного разрядного промежутка тиратрона. Для инициирования разряда как в случае самопробоя, так и в случае внешнего запуска прибора требуется значительный предпробойный ток в основном промежутке тиратрона [4, 5]. При внешнем инициировании для этих целей используется специальный узел запуска, который обычно располагается в заземленной катодной полости [1–3].

В настоящее время разработаны отпаянные тиратроны, выпускаемые промышленно ООО «Импульсные технологии», г. Рязань, Россия. В приборах серии TDI используются узлы запуска на основе разряда по поверхности диэлектрика, а в приборах серии ТР1 применяется метод запуска с использованием вспомогательного слаботокового тлеющего разряда [5]. Конструкция электродов узла запуска тиратронов серии ТР1 представляет собой полый катод и кольцевой анод, размещенный внутри катодной полости [7, 8]. Для снижения напряжения зажигания и горения разряда в данной геометрии электродов используется специальная высокоэмиссионная таблетка. Однако наличие таблетки существенным образом влияет на параметры вспомогательного разряда [7]. В частности, при протекании тока импульса запуска либо при коммутации тока основного разряда возможен переход вспомогательного разряда в узле запуска с устойчивого участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) в режим с пониженным напряжением горения. Из этого режима могут происходить обратные спонтанные переходы. В свою очередь, исходные условия горения вспомогательного разряда влияют на время запаздывания пробоя в тиратроне [7, 8].

В данной работе приведены результаты исследования прототипа отпаянного тиратрона типа ТР11-10k/50 с новым узлом запуска на основе вспомогательного тлеющего разряда без использования высокоэмиссионной таблетки. Получены ВАХ разряда для различных схем питания. Дана интерпретация режимов горения разряда.

Экспериментальная установка и методы измерений

Схематическое изображение конструкции тиратрона и электрических цепей для измерения ВАХ приведено на рис. 1. Внешний диаметр керамического корпуса тиратрона составляет 95 мм. Основной межэлектродный промежуток включает в себя анод А и полый катод С сложной формы.

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 14-19-00139.

В данном приборе применена двухсекционная конструкция основного промежутка, когда между электродами A и C имеется градиентный электрод G . Межэлектродное расстояние в каждой секции для приборов рассматриваемого типа обычно составляет 3–5 мм.

Как и в классических тиратронах с накаливаемым катодом, рабочее давление в приборе поддерживается за счет генератора водорода. На нагреватель генератора водорода подается напряжение 5–6 В при токах около 2 А. Чем выше напряжение накала, тем выше давление газа в приборе. Исследуемый диапазон напряжений на генераторе водорода выбирался в соответствии с напряжением статического пробоя основного промежутка V_{br} . Например, для исследуемого тиратрона при $V_H = 5.25$ В напряжение пробоя $V_{br} = 45$ кВ, а при $V_H = 5.45$ В $V_{br} = 30$ кВ. Поэтому исследуемый диапазон напряжений $V_H = 5.05$ – 5.45 В.

В полости электрода C располагается узел запуска. Электроды узла запуска выполнены в виде чашек, направленных открытыми частями навстречу друг другу. За счет этого инициирование вспомогательного разряда происходит по «длинному пути» и достигаются приемлемые напряжения зажигания и горения разряда. Внутренние диаметры полостей C_1 и A_1 составляют 30 и 26 мм соответственно, расстояние между доньшками полостей 80 мм. Узел запуска сообщается с полостью основного катода через отверстие в электроде C_1 диаметром 5 мм.

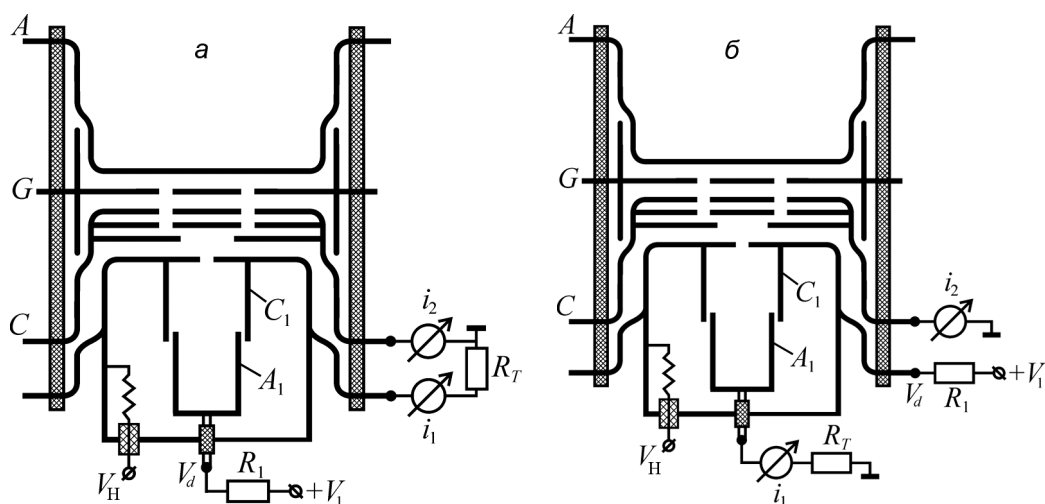


Рис. 1. Схематическое изображение тиратрона и электрических схем для измерения напряжения горения вспомогательного тлеющего разряда в узле запуска и паразитных токов. $R_1 = 26$ кОм, $R_2 = 4.4$ кОм

Схемы включения тиратронов для измерения ВАХ, представленных на рис. 1, соответствуют так называемой схеме тиратрона с заземленной сеткой. В этой схеме электрод C , играющий роль сетки классического тиратрона, заземлен. В отличие от тиратронов со стандартным узлом запуска [7, 8], данный тиратрон позволяет реализовать несколько схем питания вспомогательного разряда. В случае рис. 1, a электрод A_1 является полым анодом, а электроды C_1 и C образуют катод. В случае рис. 1, b электрод C_1 является полым анодом, а электроды A_1 и C являются катодами.

При зажигании вспомогательного разряда основная доля тока течет между электродами A_1 и C_1 . Этот ток будем обозначать как i_1 . Поскольку в плоской части электрода C_1 имеется отверстие, некоторый паразитный ток i_2 протекает также на полый катод C . Таким образом, полный ток $i = i_1 + i_2$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

ВАХ разряда в узле запуска представлены на рис. 2. Кривые на рис. 2, a и b получены с использованием схем, представленных на рис. 1, a и b соответственно. Для определенности рассмотрим кривую на рис. 2, a для напряжения на генераторе водорода $V_H = 5.05$ В. Зажигание разряда происходит при напряжении 330 В. При этом скачок напряжения на потенциальном электроде не наблюдается, а между электродами узла запуска начинает протекать ток на уровне 250 мкА. Сопротивление разряда для этой точки характеристики $R_d \approx 1.3$ МОм, что заведомо больше балластного сопротивления $R_1 = 26$ кОм. Это значит, что режим горения разряда соответствует так

называемому затрудненному режиму [8]. В этом режиме длина катодного слоя соизмерима с размером катодной полости.

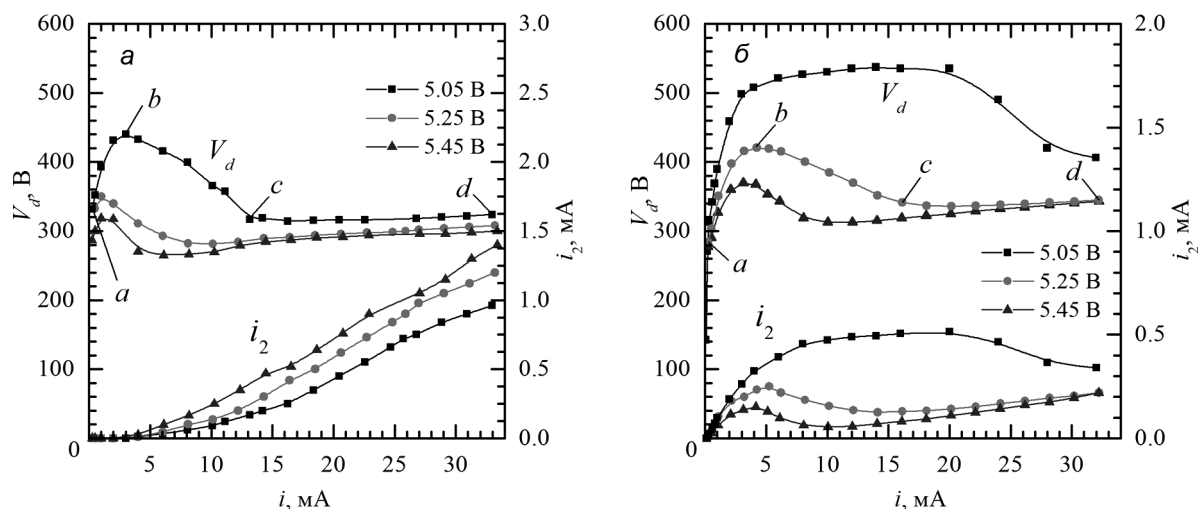


Рис. 2. ВАХ разряда в узле запуска и паразитные токи i_2 при различных напряжениях на генераторе водорода V_H : a – для схемы измерений на рис. 1, a ; b – для схемы измерений на рис. 1, b

При повышении напряжения источника питания напряжения горения разряда также увеличивается. На нарастающем участке характеристики имеет место высоковольтный тлеющий разряд вплоть до максимума (точка b). При дальнейшем увеличении напряжения источника питания наблюдается снижение напряжения горения разряда, которое можно характеризовать как переход от затрудненного разряда к обычному тлеющему разряду. При дальнейшем повышении напряжения V_1 напряжение горения разряда изменяется слабо, а ток разряда увеличивается. Это значит, что сопротивление разряда уменьшается, а в катодной полости нарабатывается плазма отрицательного свечения.

На рис. 2, a помимо ВАХ приведены зависимости паразитного тока i_2 от полного тока разряда. На участке a – b характеристики паразитный ток близок к нулю. В процессе перехода к обычному тлеющему разряду с полым катодом паразитный ток монотонно возрастает. С увеличением напряжения V_H зажигание разряда происходит при меньшем напряжении источника питания V_1 . Переход от затрудненного разряда к обычному тлеющему разряду и появление паразитного тока происходит при меньших токах разряда. Причем с ростом V_H величина паразитного тока, при одном и том же полном токе разряда, оказывается выше.

Схожее поведение ВАХ наблюдается и при использовании схемы на рис. 1, b (рис. 2, b). Здесь зажигание разряда происходит приблизительно при тех же напряжениях на источнике питания, что и в случае рис. 2, a . Также наблюдается режим затрудненного тлеющего разряда и режим обычного тлеющего разряда с полым катодом. Однако разряд в узле запуска поддерживается при более высоких напряжениях горения. На наш взгляд, это связано с тем, что в случае рис. 1, b диаметр катодной полости оказывается на 4 мм меньше, чем для схемы на рис. 1, a . Кроме того, зажигание обычного тлеющего разряда с полым катодом происходит при большем токе разряда. Также следует отметить, что поведение паразитного тока для схемы на рис. 1, b существенно отличается от случая на рис. 2, a . Здесь паразитный ток практически повторяет по форме ВАХ, а величина тока i_2 не превышает 0.5 мА. Это связано со следующим.

Для случая на рис. 2, a полость катода C_1 заполнена плазмой отрицательного свечения, а полость анода A_1 – плазмой положительного столба. Для паразитного тока электрод C играет роль катода. На этот электрод через отверстие в электроде C_1 движутся ионы из плазмы отрицательного свечения. Энергия этих ионов приблизительно равна величине катодного падения потенциала [4]. Кроме того, между электродами C и C_1 присутствует сопротивление R_2 . В результате электрод C_1 оказывается под положительным потенциалом относительно заземленного электрода C , а ионы, вышедшие через отверстие в электроде C_1 , попадают в ускоряющее электрическое поле. Попадая на катод C , ионы за счет бомбардировки поверхности катода производят электроны, которые также

движутся в ускоряющем поле в направлении электрода C_1 и частично попадают в плазму отрицательного свечения.

Из рис. 2, *а* видно, что на стадии затрудненного разряда паразитный ток близок к нулю. Это связано с тем, что для данного режима разряда область отрицательного свечения фактически отсутствует. Это означает, что область катодного падения потенциала вблизи отверстия в электроде C_1 не сформирована и нет направленного движения ионов в межэлектродный промежуток C_1 – C .

Для схемы на рис. 1, *б* ситуация схожая. Здесь электрод A_1 является катодом, а C_1 – анодом. В полости электрода C_1 поддерживается плазма положительного столба. Электроны из плазмы отрицательного свечения и плазмы столба идут на анод и обеспечивают ток разряда на аноде [8]. Поскольку в цепи разряда присутствует сопротивление R_T , потенциал электрода C_1 оказывается выше, чем напряжение горения разряда. Например, для $V_H = 5.25$ В (рис. 2, *б*) при токе $i = 20$ мА напряжение горения разряда $V_d = 345$ В, потенциал электрода A_1 $V(A_1) = 88$ В, а электрода C_1 $V(C_1) = 433$ В. При таком распределении потенциала между электродами электроны из плазмы положительного столба и плазмы отрицательного свечения не могут достичь электрода C .

Тем не менее распределение потенциала в разряде таково, что вблизи анода C_1 имеется отрицательное анодное падение. Поэтому ионы из плазмы положительного столба могут выйти через отверстие в электроде C_1 и уйти на анод. Получается, что часть анода представляет собой плазменный анод, который может эмитировать ионы. Ионы попадают в ускоряющее поле между электродами C и C_1 , и за счет γ процессов с заземленного катода C эмитируются электроны. Эти электроны поступают на электрод C_1 со стороны электрода C и дают вклад в паразитный ток.

В отличие от схемы на рис. 1, *а*, в рассматриваемом случае паразитный ток регистрируется даже для затрудненного разряда. Более того, для затрудненного разряда паразитный ток оказывается довольно высоким, а по внешнему виду форма зависимости паразитного тока от полного тока повторяет форму зависимости напряжения горения разряда от полного тока. При этом напряжение горения разряда фактически является напряжением, под действием которого ионы извлекаются из полости C_1 и ускоряются в промежутке C_1 – C . Тогда чем больше извлекающее напряжение, тем больше ток ионов, что подтверждается кривыми на рис. 2, *б*. Промежуток C_1 – C в данной схеме можно интерпретировать как ионный источник с плазменным катодом.

Таким образом, природа паразитного тока для обеих схем питания оказывается одинаковой. Однако в последнем случае паразитный ток мал, поскольку ионный поток через отверстие в аноде меньше, чем через отверстие в катоде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frank K. and Christiansen J. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1989. – V.17. – P. 748.
2. Mehr T., Arentz H., Bickel P., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1995. – V.23. – P. 324.
3. Bickel P., Christiansen J., Frank K., et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. – 1991. – V. 38. – P. 712.
4. Korolev Y.D. and Frank K. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27. – P. 1525.
5. Bochkov V.D., Dyagilev V.M., Ushich V.G., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2001. – V. 29. – P. 802.
6. Bochkov V.D., Kolesnikov A.V., Korolev Y.D., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1995. – V. 23. – P. 341.
7. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // Plasma Phys. Rep. – 2018. – V. 44. – P. 110.
8. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // Plasma Phys. Rep. – 2016. – V. 42. – No. 8. – P. 799.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Ландль Николай Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр., e-mail: landl@lnp.hcei.tsc.ru;

Королев Юрий Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией;

Гейман Владимир Гарьевич, науч. сотр.;

Франц Олег Борисович, науч. сотр.;

Аргунов Григорий Александрович, техник;

Шемакин Илья Александрович, д.ф.-м.н., профессор.

N.V. LANDL, Y.D. KOROLEV, V.G. GEYMAN, O.B. FRANTS, G.A. ARGUNOV, I.A. SHEMYAKIN

AUXILIARY GLOW DISCHARGE WITH HOLLOW CATHODE AND HOLLOW ANODE IN THE TRIGGER UNIT OF COLD-CATHODE THYRATRON

Since the end of 1980s, considerable interest has been generated to a new type of low-pressure high-current switching device with a cold cathode (the pseudospark switch). A range of operating pressures of the switch corresponds to the conditions of the left branch of Paschen's curve when the electron free path for ionization is much in excess of the electrode separation. For both self-breakdown of the main gap of the switch and for external discharge triggering a considerable pre-breakdown electron current is required. This current is provided due to a trigger unit that is placed in the main cathode cavity.

Various types of the trigger units are used in the switches. One type of the trigger devices is based on an auxiliary low-current hollow-cathode glow discharge. In the sealed-off thyratrons, that are produced commercially, trigger consists of a hollow cathode and a ring anode located inside the cathode cavity. A specific feature of trigger unit is the presence of a high-emissivity tablet in the cathode cavity. The tablet is intended to assist the ignition of the auxiliary discharge and to reduce the discharge burning voltage. The tablet is placed at the bottom of the cathode cavity. It represents a 10-mm-diameter cylinder fabricated by means of hot pressing of a powder material. The influence of the tablet composition on the operating regime of the device has been previously studied. In particular, the tablet composition effects to the parameters of the auxiliary discharge. In turn, the conditions of the auxiliary discharge burning determine the rating characteristics of the switch itself.

In this paper the sealed-off cold-cathode thyatron TPI1-10k/50 type with a newly developed trigger unit based on auxiliary glow discharge is investigated. As distinct from the commercially produced sealed-off thyratrons, in the thyatron under investigation the high-emissivity tablet is not used. The electrode system of the trigger unit represents two cups, faced to each other by the open sides. The data on the regimes of the auxiliary glow discharge with a hollow cathode and hollow anode are obtained. Values of parasitic current are measured.

Keywords: cold-cathode thyatron, glow discharge, hollow cathode.

УДК 533.92; 537.523.3

И.Е. ФИЛАТОВ, Д.Л. КУЗНЕЦОВ, В.В. УВАРИН

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА СТАНДАРТНЫХ СМЕСЕЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕРСИИ СЕРОСОДЕРЖАЩИХ ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМЕ ИМПУЛЬСНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА*

Для исследования процессов конверсии серосодержащих токсичных примесей (сероуглерода CS_2 , диоксида серы SO_2 и карбонилсульфида COS) в плазме, создаваемой импульсным коронным разрядом, предложено использовать метод стандартных смесей. Обрабатывались четыре смеси атмосферного давления, отличающиеся концентрациями серосодержащих примесей. Получены зависимости концентраций токсичных примесей от энерговклада в газовую смесь. Определены относительные реакционные способности серосодержащих компонентов. Показано, что относительные реакционные способности не коррелируют с соответствующими энергетическими выходами.

Ключевые слова: импульсный коронный разряд, плазма, серосодержащие примеси, конверсия, относительная реакционная способность.

Введение

Серосодержащие примеси (сероуглерод CS_2 , диоксид серы SO_2 и карбонилсульфид COS) – это токсичные компоненты, присутствующие в газообразных выбросах различных промышленных предприятий. Поскольку диоксид серы и карбонилсульфид являются промежуточными продуктами конверсии сероуглерода в воздухе, важной задачей становится разработка эффективного метода очистки воздуха от всех трех токсичных компонентов одновременно.

В работе [1] было показано, что при использовании импульсных электронных пучков и несамостоятельных разрядов, инициируемых электронными пучками, возможно удаление сероуглерода из воздуха с низкими энергозатратами. Позже была продемонстрирована очистка воздуха от сероуглерода под действием коронного разряда при постоянном напряжении 25 кВ [2].

Авторами были проведены эксперименты по конверсии сероуглерода в воздухе под действием импульсного коронного разряда наносекундной длительности [3]. Основными промежуточными продуктами разложения CS_2 были диоксид серы SO_2 и карбонилсульфид COS , а конечными продуктами – серная кислота H_2SO_4 и углекислый газ CO_2 . Выяснилось, что удельные энергозатраты на удаление CS_2 изменяются в диапазоне 4–40 эВ/мол. в зависимости от концентрации сероуглерода. Кроме того, было обнаружено взаимное влияние CS_2 , SO_2 и COS на эффективность удаления всех трех серосодержащих компонент смеси.

Для оптимизации процессов обработки многокомпонентных воздушных смесей, содержащих сероуглерод, импульсным коронным разрядом было предложено использовать метод стандартных смесей. Этот метод был разработан для изучения относительной эффективности конверсии летучих органических соединений в импульсном коронном разряде [4]. Позже метод был использован для оценки параметров процессов очистки воздуха [5]. Сущность метода заключается в обработке смесей специально подобранного состава, получении зависимостей концентраций токсичных примесей от удельного энерговклада в газовую смесь и определении на основе этих зависимостей относительных реакционных способностей всех токсичных компонент для смесей различного состава.

Экспериментальная установка и методики

Использовалась установка, устройство и параметры которой представлены в [3]. Импульсный коронный разряд зажигался в цилиндрической камере, на оси которой установлен высоковольтный проволочный электрод. Параметры разряда следующие: амплитуда напряжения разряда – до 250 кВ; амплитуда тока разряда – до 500 А; длительность импульса – 15–50 нс; частота следования импульсов – 1–10 Гц. Энерговклад в воздух за один импульс разряда составлял 1.6 Дж. При до-

* Работа выполнена в рамках темы госзадания № 0389-2014-0006 при поддержке РФФИ (проект № 17-08-01212).

бавлении CS_2 , SO_2 и COS энергозатрат за импульс снижались до 0.9–1.1 Дж из-за процессов прилипания электронов к электроотрицательным серосодержащим молекулам.

Концентрации CS_2 , SO_2 и COS измерялись с помощью газового хроматографа «Цвет-500М». Энергозатраты определялись интегрированием произведения импульсов напряжения и тока по времени.

Результаты и их обсуждение

Концентрационные зависимости

Зависимости концентраций сероуглерода, диоксида серы и карбонилсульфида от числа импульсов коронного разряда для двух начальных концентраций CS_2 в воздухе атмосферного давления приведены на рис. 1.

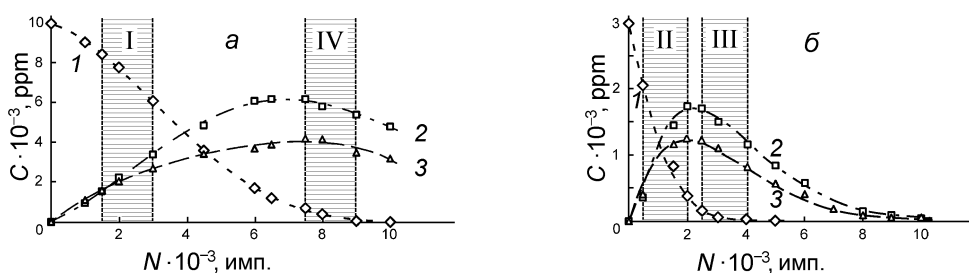


Рис. 1. Зависимости концентраций CS_2 (кр. 1), SO_2 (кр. 2) и COS (кр. 3) от числа импульсов N коронного разряда для начальной концентрации CS_2 10000 ppm (а) и 3000 ppm (б). I – IV: этапы обработки, взятые за основу для выбора четырех стандартных смесей

На начальных этапах происходит снижение концентрации CS_2 , а также появление и рост концентраций SO_2 и COS . Затем скорости образования и разрушения SO_2 и COS сравниваются. На завершающих стадиях обработки, когда концентрация CS_2 значительно уменьшается, происходит одновременное снижение концентраций всех трех компонент. Исходя из представленных зависимостей можно выделить четыре основных этапа обработки смесей, обозначенных цифрами I – IV, которые существенно отличаются соотношением концентраций токсичных компонентов и динамикой изменения этих концентраций. Поэтому для осуществления метода стандартных смесей целесообразно выбрать четыре смеси, начальные составы которых соответствуют составам смесей в начальные моменты времени этапов I – IV на рис. 1. Каждая из смесей, обозначаемых соответственно I – IV, должна быть обработана одинаковым количеством импульсов коронного разряда $N = 1500$. Начальный состав стандартных смесей приведен в таблице.

Начальный состав стандартных смесей I – IV

Смесь	CS_2 , ppm	SO_2 , ppm	COS , ppm	Воздух
I	8500	1500	1600	Основной компонент
II	2000	350	400	Основной компонент
III	120	1700	1200	Основной компонент
IV	700	6200	4200	Основной компонент

Смесь I содержит высокие концентрации всех трех компонент, и при этом концентрация CS_2 выше, чем концентрации SO_2 и COS . Такая ситуация имеет место на начальных этапах обработки смеси с высоким содержанием CS_2 . Поскольку должны быть учтены как процессы синтеза, так и разложения SO_2 и COS , результирующее снижение концентрации можно приблизительно оценить как разность снижения концентрации CS_2 и увеличения концентрации SO_2 или COS .

Смесь II содержит средние концентрации всех трех компонент. Ситуация характерна для начальных этапов обработки смеси с невысоким содержанием CS_2 . Поскольку и здесь снижение концентрации CS_2 сопровождается ростом концентраций SO_2 и COS , результирующее снижение концентрации промежуточных продуктов оценивается как разность снижения концентрации CS_2 и увеличения концентрации SO_2 или COS .

Смесь III содержит низкую концентрацию CS_2 и средние либо достаточно высокие концентрации SO_2 и COS . Ситуация реализуется на завершающих этапах обработки смеси с невысоким содержанием CS_2 . В данном случае концентрации всех трех компонент снижаются, поэтому результирующее снижение концентрации продуктов можно оценить как сумму снижения концентраций CS_2 и SO_2 либо CS_2 и COS .

Смесь IV содержит среднюю концентрацию CS_2 и высокие концентрации SO_2 и COS . Ситуация имеет место на завершающих этапах обработки смеси с высоким содержанием CS_2 . В этом случае, как и для смеси III, снижение концентрации продуктов оценивается как сумма снижения концентраций CS_2 и SO_2 либо CS_2 и COS .

Поскольку для метода стандартных смесей требуются зависимости концентрации от удельного энерговклада в газовую смесь, зависимости $C(N)$ были пересчитаны в координатах «концентрация C (ppm) – удельный энерговклад w ($\text{Дж}\cdot\text{л}^{-1}$)» с учетом того, что с изменением состава смеси меняется и энерговклад за один разрядный импульс.

Энергетический выход и относительная реакционная способность

Для каждой кривой зависимостей концентрации от удельного энерговклада можно вычислить энергетический выход процесса разложения данного вещества по формуле

$$G_i = Ane \frac{\Delta C_i}{\Delta w}, \quad (1)$$

где G_i – энергетический выход i -го серосодержащего компонента, $(100 \text{ эВ})^{-1}$; $A = 0.1 \text{ см}^3\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{ppm}^{-1}$ – константа пересчета размерностей; $n = 2.46\cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – концентрация молекул воздуха при атмосферном давлении и температуре 25°C ; $e = 1.6\cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд электрона; ΔC_i – снижение концентрации i -го серосодержащего компонента, ppm; Δw – приращение удельного энерговклада в газовую смесь за серию обработки, $\text{Дж}\cdot\text{л}^{-1}$. Полученные значения G_i показаны на рис. 2, а.

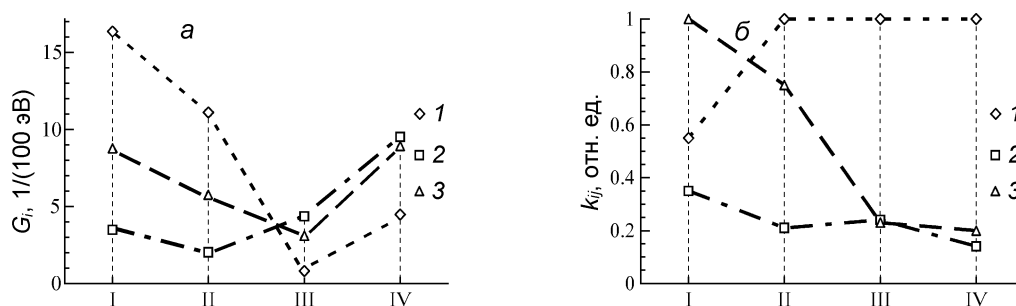


Рис. 2. Зависимости энергетических выходов G_i (а) и относительных реакционных способностей k_{ij} (б) от состава стандартных смесей I – IV для CS_2 (1, $i = 1$), SO_2 (2, $i = 2$) и COS (3, $i = 3$)

При сопоставлении данных таблицы, рис. 1 и 2, а видно, что меньшим значениям концентрации токсичной примеси соответствуют меньшие значения ее энергетического выхода. Значения G_1 сероуглерода лежат в интервале $0.8\text{--}16.5 (100 \text{ эВ})^{-1}$, диоксида серы G_2 – в интервале $2.0\text{--}9.5 (100 \text{ эВ})^{-1}$, карбонилсульфида G_3 – в интервале $3.0\text{--}9.0 (100 \text{ эВ})^{-1}$. Были также определены обобщенные энергетические выходы трех токсичных компонент $G = \sum G_i$ для модельных смесей. Для смесей I – IV величины G составили 28.6, 18.9, 8.2 и 22.7 $(100 \text{ эВ})^{-1}$ соответственно.

Известно, что концентрационные зависимости не позволяют определять количественные значения констант скорости k_i удаления токсичных компонент, но дают возможность найти соотношения между ними [4]. Для одинаковых условий эксперимента величины k_i пропорциональны относительному изменению концентрации компонента при единичном увеличении удельного энерговклада в газовую смесь

$$k_i \sim \Delta C_i / [(C_{i0} + 0.5\Delta C_i)\Delta w], \quad (2)$$

где C_{i0} – начальная концентрация i -го серосодержащего компонента, ppm. Учитывая соотношение (2) и разделив значение рассматриваемой константы скорости на значение константы, имеющей наибольшее значение для данной смеси, можно получить относительную реакционную способность рассматриваемого токсичного компонента в данной смеси:

$$k_{ij} = \frac{\Delta C_i (C_{j0} + 0.5 \Delta C_j)}{\Delta C_j (C_{i0} + 0.5 \Delta C_i)}, \quad (3)$$

где k_{ij} – относительная реакционная способность i -го серосодержащего компонента относительно j -го компонента, отн. ед.; i – тип рассматриваемого токсичного компонента; j – тип токсичного компонента с наибольшим значением константы скорости удаления для данных условий. Вычисленные по формуле (3) относительные реакционные способности серосодержащих примесей для стандартных смесей I – IV представлены на рис. 2, б. Для смеси I $j = 3$, то есть k_{i3} – реакционные способности токсичных компонентов относительно COS. Для смесей II – IV $j = 1$, то есть k_{i1} – реакционные способности токсичных компонентов относительно CS₂. Видно, что относительная реакционная способность CS₂ имеет наибольшее значение во всех случаях, кроме смеси I, которая соответствует наибольшей суммарной концентрации серосодержащих примесей. Для смеси I наибольшее значение принимает относительная реакционная способность COS. В противоположность этому, энергетический выход CS₂ для смеси I принимает наибольшее значение $G_1 = 16.5 (100 \text{ эВ})^{-1}$, что в 2 раза выше значения энергетического выхода для COS. Из рис. 2, б также видно, что k_{3j} для COS значительно снижается при уменьшении суммарной концентрации токсичных примесей, в то время как значение k_{2j} для SO₂ изменяется незначительно.

Существенной особенностью полученных результатов является отсутствие корреляции между относительными реакционными способностями и соответствующими энергетическими выходами. Причина в том, что энергетический выход является характеристикой энергетической эффективности процесса удаления, в то время как относительная реакционная способность характеризует эффективность использования активных частиц плазмы в процессах конверсии.

Известно, что электроотрицательные примеси играют важную роль в плазмохимических процессах [6], например при конверсии перхлорэтилена в импульсном коронном разряде [7]. Однако в случае удаления CS₂ процессы прилипания электронов влияют лишь на величину энергозатрат в газовую смесь, а отрицательные ионы не участвуют в процессах конверсии.

Заключение

Применение метода стандартных смесей для исследования конверсии сероуглерода в импульсном коронном разряде показало, что эффективность конверсии зависит не только от энергетических характеристик процесса обработки, но и от эффективности использования различных активных частиц плазмы. В зависимости от особенностей формируемой плазмы различные активные частицы участвуют в различных процессах удаления токсичных примесей. Этот факт должен учитываться при разработке плазмохимических методов очистки воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novoselov Yu.N., Suslov A.I., and Kuznetsov D.L. // *Tech. Phys.* – June 2003. – V. 48. – No. 6. – P. 780–786.
2. Yan X., Sun Y., Zhu T., and Fan X. // *J. Hazard. Mater.* – October 2013. – V. 261. – P. 669–674.
3. Kuznetsov D.L., Filatov I.E., and Uvarin V.V. // *Tech. Phys. Lett.* – August 2016. – V. 42. – No. 8. – P. 820–823.
4. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // *Tech. Phys. Lett.* – September 2016. – V. 42. – No. 9. – P. 927–931.
5. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // *Tech. Phys.* – May 2018. – V. 63. – No. 5. – P. 680–688.
6. Kuznetsov D.L., Filatov I.E., and Uvarin V.V. // *J. Phys.: Conf. Ser.* – January 2018. – V. 946. – No. 1. – P. 012169.
7. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // *Tech. Phys. Lett.* – December 2017. – V. 43. – No. 12. – P. 1140–1143.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Филатов Игорь Евгеньевич, к.х.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы, e-mail: fil@iep.uran.ru;

Кузнецов Дмитрий Леонидович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы;

Уварин Виктор Васильевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы.

*I.E. FILATOV, D.L. KUZNETSOV, V.V. UVARIN***THE USE OF METHOD OF STANDARD MIXTURES FOR INVESTIGATION OF SULFUR-CONTAINING IMPURITIES CONVERSION IN PULSED CORONA DISCHARGE PLASMA**

The method of standard mixtures is proposed for investigation of sulfur-containing impurities conversion processes in plasma formed by a pulsed corona discharge. Carbon disulfide CS_2 and intermediate products of its conversion (sulfur dioxide SO_2 and carbonyl sulfide COS) were chosen as toxic impurities. Four types of atmospheric-pressure air mixtures with various content of sulfur-containing impurities were processed. Dependencies of CS_2 , SO_2 , and COS concentrations on specific energy input into the gas mixture were obtained. Energy yields and relative reactivities of sulfur-containing impurities were determined. The values of energy yield for CS_2 were in the range of $0.8\text{--}16.5 (100 \text{ eV})^{-1}$, for SO_2 – $2.0\text{--}9.5 (100 \text{ eV})^{-1}$, and for COS – $3.0\text{--}9.0 (100 \text{ eV})^{-1}$. It is shown that the relative reactivities are not in correlation with the corresponding energy yields. The reason is that energy yield is a characteristic of energetic efficiency of the removal process, whereas relative reactivity shows the efficiency of the use of active plasma particles in conversion processes. Thus, the method of standard mixtures demonstrates that the efficiency of sulfur-containing impurities conversion processes depends not only on energetic characteristics of the processing, but also on the efficiency of the use of various active plasma particles.

Keywords: *pulsed corona discharge, plasma, sulfur-containing impurities, conversion, relative reactivity.*

УДК 533.92, 537.523.3, 544.558

*И.Е. ФИЛАТОВ, Д.Л. КУЗНЕЦОВ, В.В. УВАРИН***ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ДОБАВОК НА ОЧИСТКУ ВОЗДУХА ОТ ПАРОВ НЕПРЕДЕЛЬНЫХ ЛЕТУЧИХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ИМПУЛЬСНЫМ КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ***

Воздух, загрязненный парами непредельных летучих органических соединений (ЛОС), составляет важную часть токсичных выбросов промышленных предприятий. Непредельные соединения, обладая повышенной реакционной способностью, эффективно удаляются компонентами неравновесной плазмы, генерируемой электрическими разрядами. Методом стандартных смесей показано, что добавление в воздушные смеси до 0.1 % электроотрицательных примесей, таких, как CCl_4 или фреон-113, значительно уменьшает ток импульсного коронного разряда и энергозатрат за импульс. При этом энергетическая эффективность удаления непредельных соединений возрастает. Приведены примеры увеличения эффективности на примере таких распространенных непредельных ЛОС, как перхлорэтилен, стирол и метилметакрилат. Обсуждается механизм активного влияния электроотрицательных примесей на процесс очистки воздуха с помощью коронного разряда. Метод, использующий добавку модельных электроотрицательных примесей в исследуемые смеси, является перспективным инструментом исследования процессов очистки воздуха от паров ЛОС и других процессов конверсии с использованием неравновесной плазмы атмосферного давления.

Ключевые слова: импульсный коронный разряд, неравновесная плазма атмосферного давления, летучие органические соединения, очистка воздуха.

Введение

Непредельные органические соединения, т.е. соединения, содержащие в своем составе кратные углерод-углеродные связи, широко используются как мономеры в производстве пластмасс (стирол, метилметакрилат (ММА) и т.п.) и растворителей (перхлорэтилен (ПХЭ) и т.п.). Из-за повышенной летучести они являются важными составляющими токсичных воздушных выбросов предприятий. Эти соединения ввиду повышенной реакционной способности, как правило, обладают и повышенной токсичностью. К счастью, повышенная реакционная способность позволяет эффективно удалять их с помощью методов, использующих неравновесную плазму атмосферного давления (пучков электронов и электрических разрядов различного типа) [1–5]. На примере удаления перхлорэтилена ранее показано [6], что добавка всего 0.1 % CCl_4 в газовую смесь приводит к уменьшению тока разряда и энергозатрат за импульс, но при этом эффективность удаления примеси не только не уменьшается, но даже возрастает. Аналогично влияет добавка Фреона-113 ($\text{CCl}_2\text{FCF}_2\text{Cl}$). Дальнейшие исследования показали, что подобный эффект наблюдается и в случае других непредельных ЛОС, таких, как стирол и ММА. На примере использования модельной смеси ММА/стирол показана эффективность добавления электроотрицательных примесей на процесс их удаления. Конечно, вряд ли добавление электроотрицательных примесей, ввиду их самостоятельной токсичности, целесообразно в реальных очистных установках. Однако сам по себе прием целенаправленной добавки таких компонентов может стать новым инструментом для исследования процессов их полного понимания. Использование специальных смесей и добавок для исследования процессов очистки развивается как метод стандартных смесей, который предложен в работах [7, 8].

Экспериментальная установка и методики

Для изучения конверсии ЛОС в плазме разряда применялась экспериментальная установка, подробно описанная в [8]. Основу установки составлял плазмохимический реактор (ПХР) диаметром 205 мм, общий объем газовой системы ПХР – 26 л. Питание разряда осуществлялось от генератора импульсов высокого напряжения СМ-4Н, коронный разряд зажигался внутри камеры между потенциальным электродом из стальной проволоки диаметром 0.24 мм и внутренней поверхностью трубы из нержавеющей стали диаметром 88 мм и длиной 56 см. Параметры разряда измеря-

* Работа выполнена в рамках темы госзадания № 039-2014-0006 при поддержке РФФИ (проект № 17-08-01212).

лись с помощью осциллографа Tektronix TDS-5054B с соответствующими схемами согласования. Как показали эксперименты, эти параметры сильно зависят от состава газовой смеси внутри ПХР. В сухом воздухе и азоте без галогенсодержащих примесей параметры разряда были следующими: ток, амплитуда – до 700 А; напряжение, амплитуда – до 150 кВ; длительность импульса напряжения на полувысоте – 15–30 нс. Энергия импульса при этом составляла 0.6–0.7 Дж. Энерговклад и параметры импульсов в значительной степени зависели от добавок хлорсодержащих соединений. Так, при добавлении 0.08–0.1 % ПХЭ ток уменьшался до 500 А, длительность импульса возрастала до 30 нс при амплитуде напряжения 120 кВ, энергия импульса составляла 0.4 Дж. При содержании в смеси 0.1 % CCl_4 или 0.1 % CCl_4 + 0.1 % ПХЭ ток уменьшался до 400 А, амплитуда напряжения не менялась; длительность импульса напряжения на полувысоте увеличивалась до 30–40 нс, энергия импульса уменьшалась до 0.3–0.4 Дж. Добавление ММА и стирола в газовую смесь практически не меняло параметры импульса. Характерные осциллограммы импульсов в присутствии электроотрицательных примесей показаны в [8]. Методика эксперимента включала в себя ввод жидких компонентов в количестве по 0.10 мл непосредственно в камеру ПХР. После стабилизации концентраций компонентов в газовой фазе производилась серия импульсов разряда, после которой следовал анализ на газовом хроматографе с пламенно-ионизационным детектором, относительная погрешность анализа не превышала 5 %. В проводимых экспериментах основное внимание уделялось энерговкладу, так как именно энергетические параметры процесса очистки являются принципиально важными. В каждой серии экспериментов по осциллограммам вычислялась энергия импульса, из которой рассчитывался удельный энерговклад на единицу объема E , Дж/л.

Обсуждение результатов

Влияние электроотрицательных добавок на конверсию перхлорэтилена

В камеру, заполненную сухим воздухом, добавлялся жидкий ПХЭ (0.1 мл), его концентрация в газовой фазе при этом составила 840 ppm (здесь и далее – частей на миллион). На рис. 1 кривой 1 показано изменение концентрации ПХЭ в зависимости от энерговклада E . Аналогичный опыт, но с добавлением дополнительно 0.1 мл CCl_4 (890 ppm) дает зависимость концентрации ПХЭ, показанную на рис. 1 кривой 2. Видно, что энергетическая эффективность удаления ПХЭ значительно увеличилась. Концентрация же CCl_4 в ходе опыта изменялась незначительно, как видно из кривой 3 (рис. 1), что позволило говорить о некоем каталитическом эффекте [6] CCl_4 при удалении примеси ПХЭ при обработке импульсным коронным разрядом. Аналогично действует добавление Фреона-113 (кривая 4 рис. 1). При этом концентрация Фреона-113 практически не меняется, как видно из зависимости 5 рис. 1. Аналогично проведены исследования концентрационных зависимостей в азоте (рис. 2). В азоте энергетическая эффективность удаления ПХЭ по сравнению с воз-

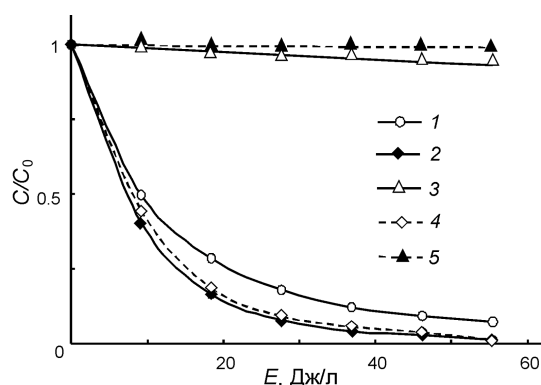


Рис. 1. Зависимость относительной концентрации C/C_0 от удельной энергии E в сухом воздухе при $C_0(\text{ПХЭ}) = 840$ ppm: кр. 1 – без добавления CCl_4 ; кр. 2 – с добавлением 890 ppm CCl_4 ; кр. 3 – изменение концентрации CCl_4 ; кр. 4 – с добавлением 725 ppm Фреона-113; кр. 5 – изменение концентрации Фреона-113

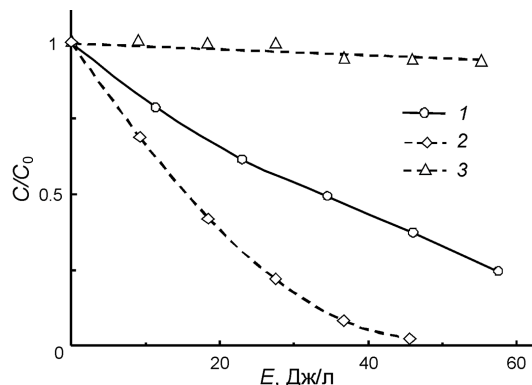


Рис. 2. Зависимость относительной концентрации C/C_0 от удельной энергии E в азоте при $C_0(\text{ПХЭ}) = 840$ ppm: кр. 1 – без добавления CCl_4 ; кр. 2 – с добавлением 890 ppm CCl_4 ; кр. 3 – изменение концентрации CCl_4

духом заметно падает, что видно из кривой 1 рис. 2, что говорит о значительном участии кислорода в процессе удаления ПХЭ с помощью коронного разряда.

Влияние электроотрицательных добавок на конверсию стирола и ММА

Для проверки влияния электроотрицательных добавок на процесс конверсии паров других непредельных соединений была проведена специальная серия опытов. Для исследования была применена методика модельных смесей, предложенная в [7, 8], суть которой заключается в одновременном исследовании ряда соединений для увеличения информативности исследований. Так, на рис. 3, а показан процесс конверсии стирола ($C_0 = 760$ ppm) и ММА ($C_0 = 820$ ppm) при одновременном их присутствии в сухом воздухе, в зависимости от числа импульсов облучения, без добавления и с добавлением CCl_4 (в этом случае не учтено значительное снижение энерговклада при добавлении CCl_4). Те же экспериментальные данные, но с учетом влияния CCl_4 на параметры разряда приведены на рис. 3, б.

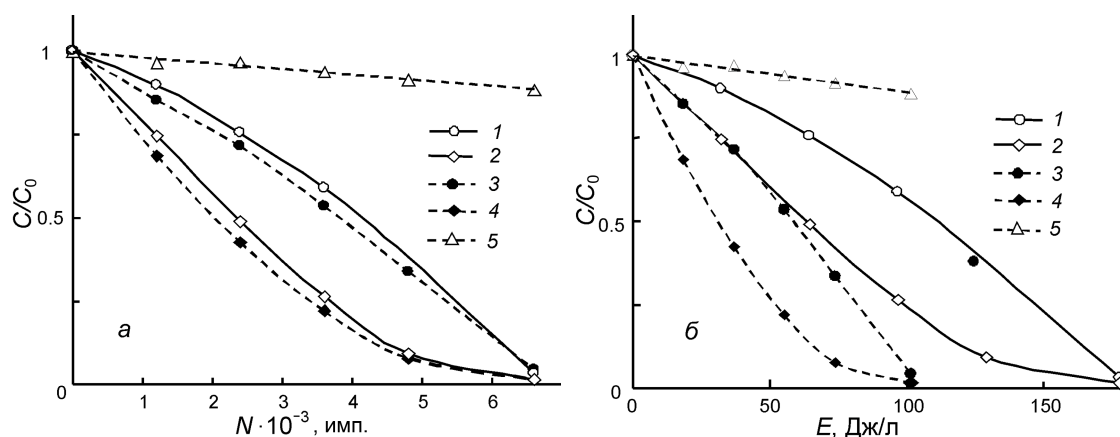


Рис. 3. Зависимости относительных концентраций C/C_0 от числа импульсов N в сухом воздухе при $C_0(\text{ММА}) = 820$ ppm, $C_0(\text{стирол}) = 760$ ppm: кр. 1, 2 – ММА и стирол без добавления CCl_4 , кр. 3, 4 – с добавлением CCl_4 , соответственно (а) и аналогичные зависимости от энерговклада E (б); кр. 5 – зависимость относительной концентрации CCl_4 при $C_0(\text{CCl}_4) = 890$ ppm в случае его добавления

Следует отметить, что даже в случае пренебрежения зависимостью энерговклада от содержания CCl_4 эффективность удаления обоих компонентов от числа импульсов облучения при добавлении CCl_4 заметно увеличивается, что видно по зависимостям 1, 2 – для ММА и стирола без добавления CCl_4 и 3, 4 – с добавлением CCl_4 соответственно (рис. 3, а). На рис. 3, б показаны те же зависимости в других координатах, т.е. с учетом измененного энерговклада. Следует также отметить, что зависимости для ММА (кривые 1, 3) и для стирола (кривые 2, 3) имеют разный характер, что может говорить о наличии различных механизмов удаления их на воздухе. Однако, несмотря на различие механизмов, энергетическая эффективность при добавлении CCl_4 возрастает пропорционально. Это говорит о том, что добавка электроотрицательной примеси в данном случае повышает энергетическую эффективность наработки активных компонентов плазмы, но при этом основной их состав не меняется. Очевидно, что данный вывод имеет определенные границы применимости, однако достаточно информативен.

Обсуждение механизма влияния электроотрицательных примесей

При добавлении электроотрицательных примесей (CCl_4 и Фреона-113) активно протекают процессы прилипания электронов к их молекулам. Сам по себе ПХЭ также является электроотрицательным компонентом и активно влияет на параметры разряда [6, 9] – снижает ток разряда и энерговклад в газовую смесь. Конверсия непредельных соединений происходит в процессах активации по двойной связи углерод–углерод либо электронным ударом, либо в столкновениях с электронно-возбужденными молекулами азота (триплетные и синглетные состояния), либо в реакциях перезарядки с ионами N_2^+ и N_4^+ . В дальнейшем активные радикалы полимеризуются с образованием нелетучих соединений. В разряде в смеси воздуха и непредельного соединения к трем механизмам конверсии последнего, действующим в азоте, добавляется механизм окисления C_2Cl_4 атомами кислорода аналогично [2, 5]. Хотя паразитный процесс образования озона несколько снижает эффективность процесса конверсии непредельных соединений в реакциях с электронно-

возбужденными молекулами азота, вклад реакций окисления непредельных соединений, по-видимому, оказывается более существенным в их конверсии. В результате удаление непредельных соединений в воздухе происходит эффективнее, чем в азоте.

Тетрахлорметан CCl_4 и Фреон-113 являются сильнейшими электроотрицательными соединениями (т.е. имеют большие значения констант прилипания электронов). В разряде они практически не расходуются, но при этом существенно снижают ток разряда и энерговклад в газовую смесь. Влияние электроотрицательных добавок к смеси воздуха и непредельных соединений может быть аналогичным влиянию SF_6 в [10]. В разрядной плазме в смеси воздуха и электроотрицательного компонента протекают все процессы конверсии, характерные для смеси азота и непредельного соединения, а также процессы окисления с участием атомарного кислорода. Кроме того, процессы тушения электронно-возбужденных молекул азота хлорсодержащими отрицательными ионами могут снизить концентрацию триплетов $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ и уменьшить вклад канала паразитного расходования атомарного кислорода [11]:



Атомарный кислород, не израсходованный в паразитной реакции (1), может принять участие в окислении и увеличить степень конверсии непредельного соединения.

Таким образом, электроотрицательные добавки не только уменьшают ток импульсного разряда и энерговклад от импульса, но и увеличивают степень конверсии ПХЭ в воздухе и азоте. Механизм такого влияния требует дальнейшего исследования. Найденные закономерности, по-видимому, характерны для различных непредельных ЛОС и будут полезны при разработке новых энергоэффективных технологий очистки воздуха.

Выводы

Электроотрицательные примеси, такие, как CCl_4 или Фреон-113, значительно влияют на параметры импульсного коронного разряда, уменьшая его ток и энерговклад, однако увеличивают энергетическую эффективность процесса удаления непредельных соединений, таких, как ПХЭ, ММА и стирол. Конечно, добавки электроотрицательных галогенсодержащих газов для повышения эффективности очистки выбросов от органических соединений вряд ли будут использоваться, так как они являются «озоновыми ядами» и при их окислении образуются очень токсичные соединения. Однако прием с их добавлением может являться ценным инструментом для исследования их влияния на параметры разряда и для исследования механизмов превращения ЛОС, что позволит увеличить информативность исследований и поможет в разработке очистных установок, использующих неравновесную плазму атмосферного давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesyats G.A., Novoselov Yu.N., and Filatov I.E. // Tech. Phys. Lett. – October 2001. – V. 27. – No. 10. – P. 813–815.
2. Novoselov Yu.N. and Filatov I.E. // Tech. Phys. – December 2003. – V. 48. – No. 12. – P. 1594–1597.
3. Drachev A.N., Novoselov Yu.N., and Filatov I.E. // Tech. Phys. Lett. – April 2003. – V. 29. – No. 4. – P. 329–331.
4. Novoselov Yu.N. and Filatov I.E. // Tech. Phys. Lett. – August 1998. – V. 24. – No. 8. – P. 638–639.
5. Novoselov Yu.N., Surkov Yu.S., and Filatov I.E. // Tech. Phys. Lett. – January 2000. – V. 26. – No. 7. – P. 550–552.
6. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // Tech. Phys. Lett. – December 2017. – V. 43. – No. 12. – P. 1140–1143.
7. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // Tech. Phys. Lett. – September 2016. – V. 42. – No. 9. – P. 927–931.
8. Filatov I.E., Uvarin V.V., and Kuznetsov D.L. // Tech. Phys. – May 2018. – V. 63. – No. 5. – P. 680–688.
9. Kuznetsov D.L., Filatov I.E., and Uvarin V.V. // J. Phys.: Conf. Ser. – January 2018. – V. 946. – No. 1. – P. 012169.
10. Novoselov Yu.N., Ryzhov V.V., and Suslov A.I. // Tech. Phys. – January 1999. – V. 44. – No. 1. – P. 44–47.
11. Akhmedzhanov R.A. et al. // Tech. Phys. – March 1997. – V. 42. – No. 3. – P. 260–268.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Филатов Игорь Евгеньевич, к.х.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы, e-mail: fil@iep.uran.ru;

Кузнецов Дмитрий Леонидович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы;

Уварин Виктор Васильевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. группы низкотемпературной плазмы.

I.E. FILATOV, D.L. KUZNETSOV, V.V. UVARIN

THE EFFECT OF ELECTRONEGATIVE ADDITIVES ON AIR CLEANING FROM VAPORS OF UNSATURATED VOLATILE ORGANIC COMPOUNDS BY PULSED CORONA DISCHARGE

The air polluted by vapors of unsaturated volatile organic compounds (VOCs) constitutes an important part of the toxic emissions of industrial enterprises. Unsaturated compounds, having an increased reactivity, are effectively removed by components of a non-equilibrium plasma generated by electrical discharges. Using standard mixtures, it has been shown that the addition of up to 0.1 % of electronegative impurities to air mixtures such as CCl₄ or Freon-113 significantly reduces the pulse corona discharge current and energy input per pulse. But at the same time the energy efficiency of removing unsaturated compounds increases. Examples of increasing efficiency on such common VOCs as perchlorethylene and model mixtures of styrene with methyl methacrylate are given. The mechanism of the active influence of electronegative impurities on the process of air purification by means of a corona discharge is discussed. The method using the addition of model electronegative impurities to the mixtures being studied is a promising tool for studying the processes of air purification from VOCs vapor and other conversion processes using a non-equilibrium plasma of atmospheric pressure from VOCs vapor and other conversion processes using a non-equilibrium plasma of atmospheric pressure.

Keywords: *pulsed corona discharge, atmospheric pressure non-equilibrium plasma, volatile organic compounds, air purification.*

УДК 537.523.2

А.В. ЛАЗУКИН^{1,4}, И.В. СЕЛИВОНИН², М.Э. ПИНЧУК³, И.А. МОРАЛЕВ², С.А. КРИВОВ¹**ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПЕРИОДА ПИТАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ
И КОНФИГУРАЦИИ ЭЛЕКТРОДОВ НА ДЛИНУ МИКРОРАЗРЯДОВ
В ПОВЕРХНОСТНОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ***

Приведены результаты анализа внешнего вида разрядной зоны поверхностного диэлектрического барьерного разряда в электродных системах из двух параллельных полос или кольца и диска на барьере из корундовой керамики при питании гармоническим напряжением с длительностью периода 50 и 260 мкс (частоты 20 и 3.8 кГц). Фотография с малой выдержкой разрядной зоны (экспозиция 1/2 периода) проводилась отдельно для положительной и отрицательной полуволны при постепенном повышении напряжения от 2.3 до 3.4 кВ (действующее значения). Длительность экспозиции и запуск камеры корректировались по форме кривой заряда, перенесенного к барьеру. Показано, что поверхностный разряд с края полос более однороден и более длинный. Самоограничение в случае параллельных полос наступает при 2.5 кВ. В этой системе разряды на положительной и отрицательной полуволне напряжения имеют одинаковую длину. Для случая концентрических колец самоограничение наступает при 2.8 кВ, разряд на положительной полуволне в этом случае длиннее на 20–30 %.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, микроразряд, разрядная область, самоограниченный разряд, высокоскоростная фотография.

Введение

Электродные системы для создания поверхностного диэлектрического барьерного разряда, состоящие из рядов эквипотенциальных параллельных полос [1] или концентрических колец [2, 3], применяются для получения разрядных структур значительной площади. При этом основным геометрическим параметром в подобных случаях является расстояние между соседними полосами или кольцами. Если это расстояние незначительно по сравнению с зоной существования разряда, то встречные разряды ограничивают развитие друг друга. Разряд в таком случае называют самоограниченным [4].

Результаты экспериментальных исследований морфологии отдельных микроразрядов и площади разрядной зоны поверхностного барьерного разряда с края электрода-диска, приведенные в [5], показывают существующую зависимость между частотой питающего напряжения и длиной отдельных микроразрядов, а также между частотой питающего напряжения и площадью разрядной зоны.

В электродной системе, исследованной в [5], микроразряды развиваются радиально. Микроразряды не испытывают ограничения (самоограничения) по фронту. Можно также ожидать, что ограничения, создаваемые соседними микроразрядами, незначительны, поскольку они расходятся радиально от края электрода-диска.

Целью данной работы является исследование обстоятельств самоограничения поверхностного разряда в электродных системах концентрических колец и параллельных полос. В качестве метода контроля длины разрядной зоны выбрано фотографирование разрядной зоны с малой экспозицией.

Эксперимент и его обсуждение

В исследованиях использовались две электродные системы (рис. 1). Электроды были выполнены из алюминиевой фольги, толщиной 50 мкм, наклеенной на поверхность диэлектрического барьера из корундовой керамики ВК-96 (толщина 1 мм, $\epsilon = 9.6$). Система А состояла из диска диаметром 16 мм и кольца шириной 2 мм. Расстояние между кольцом и диском было 5 мм. Система В

* Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии на выполнение прикладных научных исследований по теме «Разработка методов управления физической, химической и структурной однородностью слитка в условиях циклического ЭШП и конкурентной ресурсосберегающей технологии изготовления заготовок для тепловой, атомной энергетики и нефтегазового комплекса» (Уникальный идентификатор ПНИЭР: RFMEFI57916X0134).

была выполнена из двух параллельных полос, находящихся на расстоянии 5 мм друг от друга. Съемка разрядной зоны проводилась высокоскоростной камерой Andor iStar DH-720, расположенной над плоскостью диэлектрического барьера. Обзорные области лежали между кольцами $A1$ или полосами $B1$ и на внешней части кольца $A2$ или полосы $B2$.

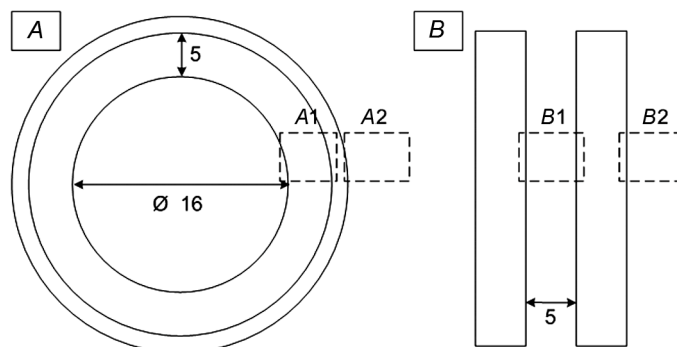


Рис. 1. Электродные системы

Схема экспериментального стенда приведена на рис. 2. Система была запитана синусоидальным напряжением частоты 3.8 и 20 кГц. Высокое напряжение (измерялось делителем Tektronix P6015A; $C1R1/C2R2$ – на рис. 2) во всех экспериментах было приложено к разрядным электродам, обратный электрод (покрывает всю противоположную сторону диэлектрического барьера) заземлен через измерительную емкость $C_{и}$ (4 нФ). Параллельно электродной системе подключен вакуумный конденсатор переменной емкости C_c , соединенный последовательно с еще одной измерительной емкостью $C_{и}$. Емкость C_c подбиралась равной геометрической емкости электродной системы. Такой же метод применялся в [6]. Сигналы с измерительных емкостей подаются на дифференциальный пробник DP (пробник Pintek DP-150), сигнал с которого использовался для корректировки времени выдержки и момента запуска камеры. Для сбора данных использовался осциллограф Tektronix TDS3054. Затвор камеры запускается по сигналу от стороннего импульсного источника. Время экспозиции для 20 кГц – 20 мкс, для 3.8 кГц – 130 мкс с незначительной корректировкой по длительности при повышении напряжения.

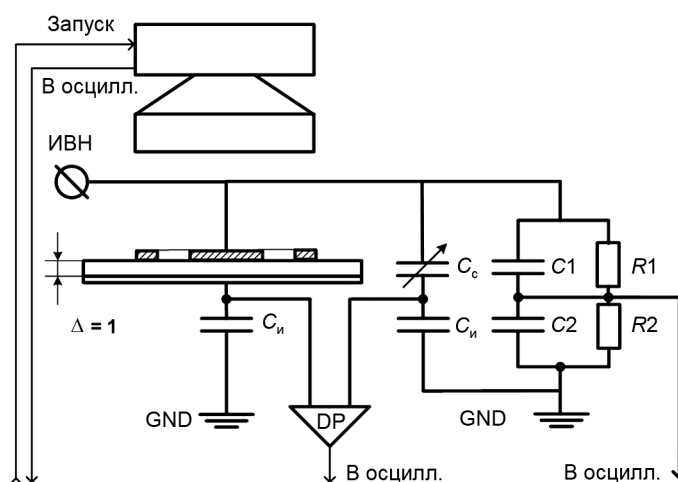


Рис. 2. Схема экспериментального стенда: ИВН – ввод высокого напряжения; $C1R1/C2R2$ – высоковольтный делитель; C_c – высоковольтный конденсатор переменной емкости; $C_{и}$ – измерительный конденсатор 4 нФ; DP – дифференциальный пробник

При постепенном повышении действующего значения питающего напряжения для каждой из полуолн были получены изображения разрядной зоны. Пример снимков, полученных при напряжении 3 кВ, приведен на рис. 3. Были зарегистрированы как одиночные снимки, так и интегральные картины разрядной зоны, выровненные по интенсивности свечения (внутреннее интегрирова-

ние системой камеры – интегрирование «на чипе»). Интегральные картины (усреднение «на чипе» выполнялось по снимкам 20-ти отдельных периодов, положительных или отрицательных) использовались для определения длины разрядной зоны. Длина определялась как расстояние от края коронирующего электрода до края разрядной зоны.

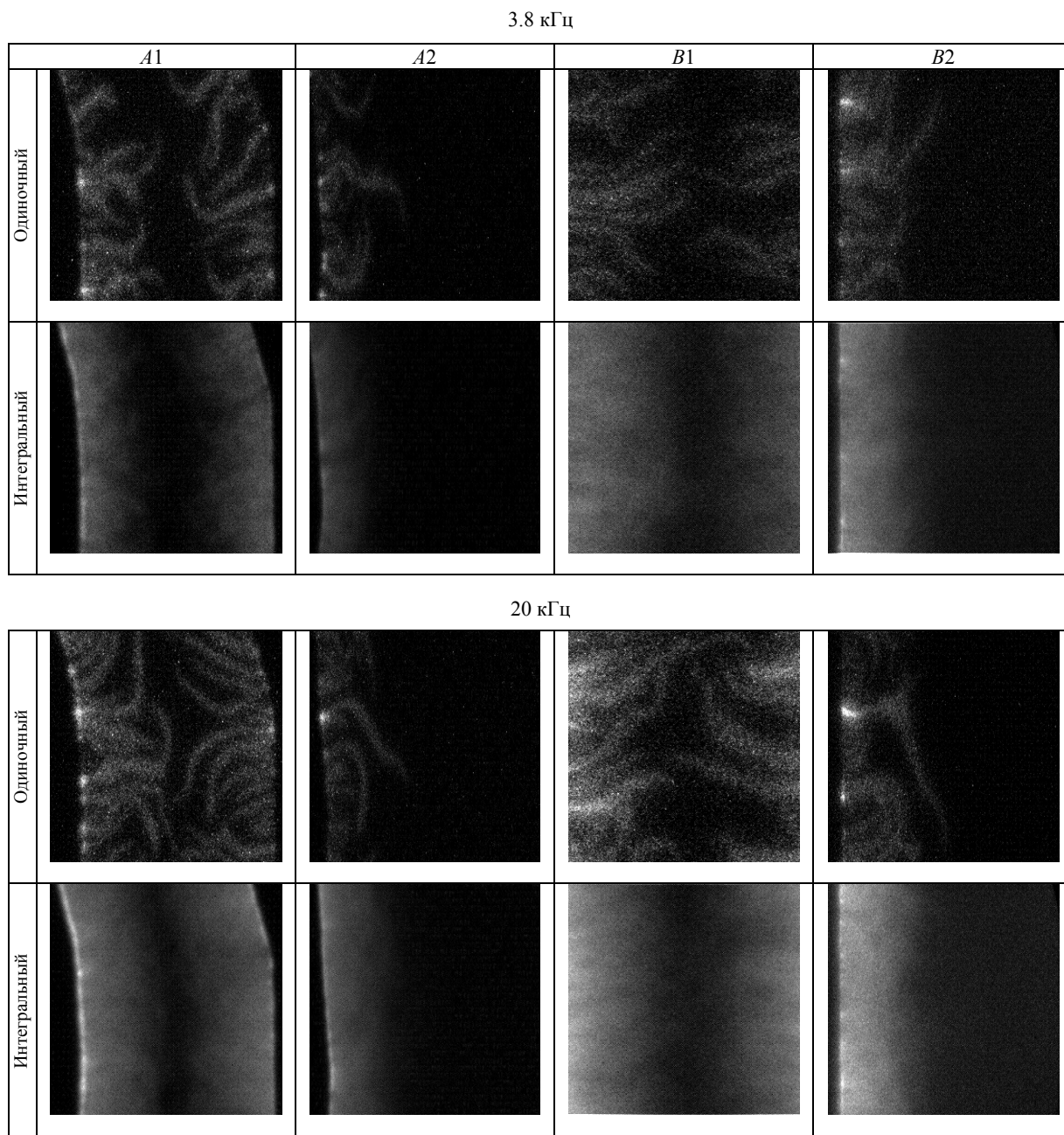


Рис. 3. Примеры полученных фотографий разрядной зоны на положительной полуволне при действующем значении напряжения 3 кВ

На рис. 4 обобщены результаты измерения длины разрядных зон по интегральным фотографиям. В двух верхних фрагментах (рис. 4, а, б) – для системы, питаемой напряжением 3.8 кГц. В двух нижних фрагментах (рис. 4, в, г) – для системы, питаемой напряжением 20 кГц. Для системы кольца и диска самоограничение встречных разрядов наступало при напряжении 2.7–2.8 кВ на частоте 20 кГц. Для частоты 3.8 кГц ограничения практически не возникало. При более низких напряжениях разряд занимал не более 60 % промежутка. Длина разрядной зоны на положительной полуволне напряжения в этой системе выше, чем на отрицательной. Разница составляет 20–30 %.

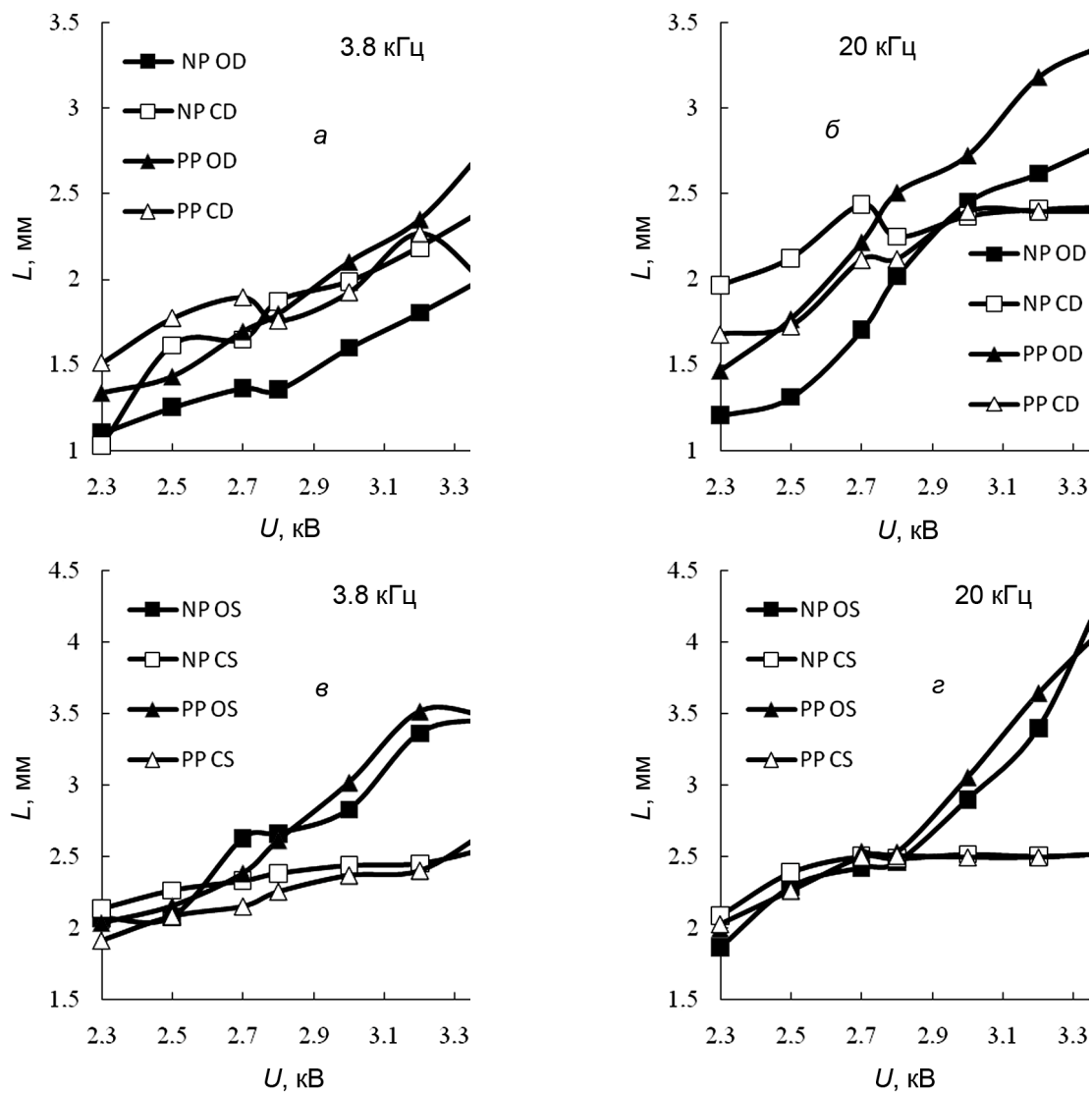


Рис. 4. Длина разрядной зоны, полученной по интегральным картинам: NP – отрицательная полярность; PP – положительная полярность; CD – между кольцами (зона A1); OD – внешнее кольцо (зона A2); CS – между полосами (зона B1); OS – открытая полоса (зона B2)

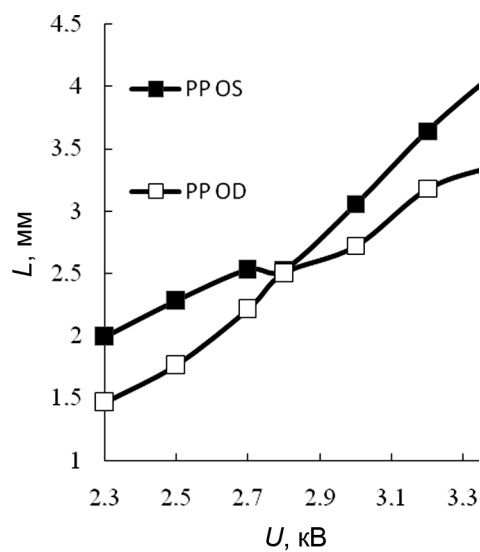


Рис. 5. Сравнение длин разрядных зон на частоте 20 кГц

Для системы параллельных полос самоограничение наступало уже при 2.5 кВ, а при напряжении 2.3 кВ разряд занимал 80 % промежутка. Разрядная зона для этой электродной конфигурации была более однородная как на 20 кГц, так и на 3.8 кГц. Длины разрядных зон, зарегистрированных на положительной и отрицательной полуволне, были практически одинаковы.

Разряд с края полосы (область В2) имел большую длину, чем разряд с края внешнего кольца (область А2). На рис. 5 приведено сравнение длины разрядной зоны для положительного полупериода для разрядов с края полосы (PP OS) и края кольца (PP OD). Практически для всех напряжений (кроме 2.8 кВ) длина разряда с края полосы выше, чем с края диска. Предположительно, это связано с обстоятельствами ограничения, создаваемых друг другу соседними микроразрядами.

Заключение

В работе исследованы обстоятельства самоограничения поверхностного разряда в системе параллельных полос и концентрических колец. Также исследована длина разрядной зоны с края открытой полосы и с края внешнего кольца. Разряд с края полос более однороден, при низких напряжениях занимает большую часть промежутка. Самоограничение в случае параллельных полос наступает при 2.5 кВ. В этой системе разряды на положительной и отрицательной полуволне имеют одинаковую длину. Для случая концентрических колец самоограничение наступает при 2.8 кВ, разряд на положительной полуволне в этом случае длиннее на 20–30 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В.В., Васильева Л.А. // Прикладная физика. – 2012. – Вып. 6. – С. 116–122.
2. Jodzis S., Smoliński T., and Sówka P. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2011. – V. 39. – No. 4.
3. Oehmigen K., Hähnle M., Brandenburg R., et al. // Plasma Process. Polym. – 2010. – V. 7. – P. 250–257.
4. Sokolova M., Hulka L., and Pietsch G.J. // Plasma Process. Polym. – 2005. – V. 2. – P. 162–169.
5. Лазукин А.В., Пинчук М.Э., Степанова О.М., Кривов С.А. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/3. – С. 257–260.
6. Lazukin A.V., Shurygin D.A., and Krivov S.A. // Int. Conf. Industrial Engineering, Applications and Manufacturing, ICIEAM 2017: Proceedings.

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

³ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
г. Санкт-Петербург, Россия

⁴ Государственный научный центр Российской Федерации
АО «НПО «ЦНИИТМАШ», г. Москва, Россия

Лазукин Александр Вадимович, науч. сотр. Института электроэнергетики НИУ МЭИ;

Селивонин Игорь Витальевич, мл. науч. сотр.;

Пинчук Михаил Эрнестович, к.т.н., зав. лаб. диагностики плазмы;

Моралев Иван Александрович, к.т.н., зав. лаб. экспериментальной магнетоплазменной аэродинамики;

Кривов Сергей Анатольевич, д.т.н., профессор Института электроэнергетики НИУ МЭИ.

A.V. LAZUKIN^{1,4}, I.V. SELIVONIN², M.E. PINCHUK³, I.A. MORALEV², S.A. KRIVOV¹

INFLUENCE OF THE SUPPLY VOLTAGE PERIOD DURATION AND THE ELECTRODE CONFIGURATION ON THE LENGTH OF MICRODISCHARGES IN SURFACE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE

The analysis results of experimental data of the discharge zone appearance for surface dielectric barrier discharge with electrode systems of two parallel strips or a ring and a disk on a barrier of corundum ceramics with a harmonic voltage of 50 and 260 μ s duration (frequencies of 20 and 3.8 kHz) are presented. Photos of the discharge zone with a slow shutter speed (1/2 exposure period) were separated for the positive and negative half-cycles with a gradual increase in voltage from 2.3 to 3.4 kV (RMS). The exposure time and the camera start were corrected according to the shape of the charge curve transferred to the barrier. It is shown that the surface discharge from the edge of the strips is more homogeneous and longer. Self-limitation in the case of parallel strips occurs at 2.5 kV. In this system, the discharges on the positive and negative half-cycles of the voltage have the same length. For the case of concentric rings, self-limitation occurs at 2.8 kV, the discharge on the positive half-cycle in this case is longer by 20–30 %.

Keywords: surface dielectric barrier discharge, microdischarge, discharge zone, self-restricted discharge, high-speed photography.

УДК 538.958

В.Н. СЕНЧЕНКО, Р.С. БЕЛИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВ ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГРАФИТА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАГРЕВА*

Описана экспериментальная апробация методики спектральной пирометрии на пиролитическом графите при высоких температурах, проведенная на модернизированной установке для исследования теплофизических свойств тугоплавких электропроводных веществ методом импульсного нагрева. Получены квазистационарные спектры теплового излучения поверхности пиролитического графита, перпендикулярной базисной плоскости, при температуре около 3800 К. Рассчитана нормальная спектральная излучательная способность указанного материала при данной температуре на двух длинах волн 0.650 и 0.862 мкм. Продемонстрирована работоспособность выбранной методики исследования терморadiационных свойств тугоплавких веществ при высоких температурах вплоть до 4000 К.

Ключевые слова: импульсный электронагрев, терморadiационные свойства, графит, спектروпирометрия.

Введение

Пиролитический графит находит широкое применение в различных областях высокотемпературной техники в качестве теплозащитного материала с возможностью использования при температурах вплоть до 4000 К. Однако исследование оптических свойств данного материала при температурах выше 3500 К осложняется рядом особенностей данного материала, среди которых активная сублимация графита при температурах, превышающих 3500 К, приводящая к невозможности проведения стационарных исследований в этом температурном диапазоне. Данный факт делает актуальной методику исследования терморadiационных свойств пирографита с помощью быстрого электрического нагрева при высоком давлении.

Пирографит представляет собой графит высокой плотности, обладающий выраженной анизотропией электрических, оптических и других свойств в направлениях, параллельном и перпендикулярном базисной плоскости.

Знание терморadiационных характеристик высокотемпературных материалов имеет исключительно большое значение как в экспериментальных теплофизических исследованиях, так и при промышленном применении. В данной статье описана методика исследования терморadiационных характеристик пиролитического графита при высоких температурах методом импульсного электрического нагрева. Получаемые с помощью данной методики данные актуальны для решения задач высокотемпературной техники и энергетики, в первую очередь в связи созданием новых теплозащитных материалов, работающих при экстремально высоких температурах, для инновационных плазменных технологий обработки, а также представляют несомненный фундаментальный интерес.

Методика эксперимента

Предлагаемый подход и экспериментальная реализация новой оригинальной системы для измерения излучательных характеристик, использующей миллисекундный спектрометр и многоканальный микросекундный пирометр, позволяют исследовать спектры теплового излучения в диапазоне 0.24–0.795 мкм, а также контролировать однородность нагрева образца и его целостность путем скоростной видеосъемки.

Миллисекундная длительность эксперимента позволяет исключить взаимодействие образца с внешней средой и дает возможность достичь предельно высоких температур. Кроме того, высокая скорость эксперимента необходима для минимизации погрешностей, возникающих за счет поглощения излучения в парах вследствие интенсивного парообразования, к которому склонен графит при температурах выше 3500 К.

* Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 14-50-00124.

Экспериментальная установка подробно описана в [1], а ее модернизация заключается в добавлении быстродействующего спектрометра. На рис. 1 изображена упрощенная схема экспериментальной установки.

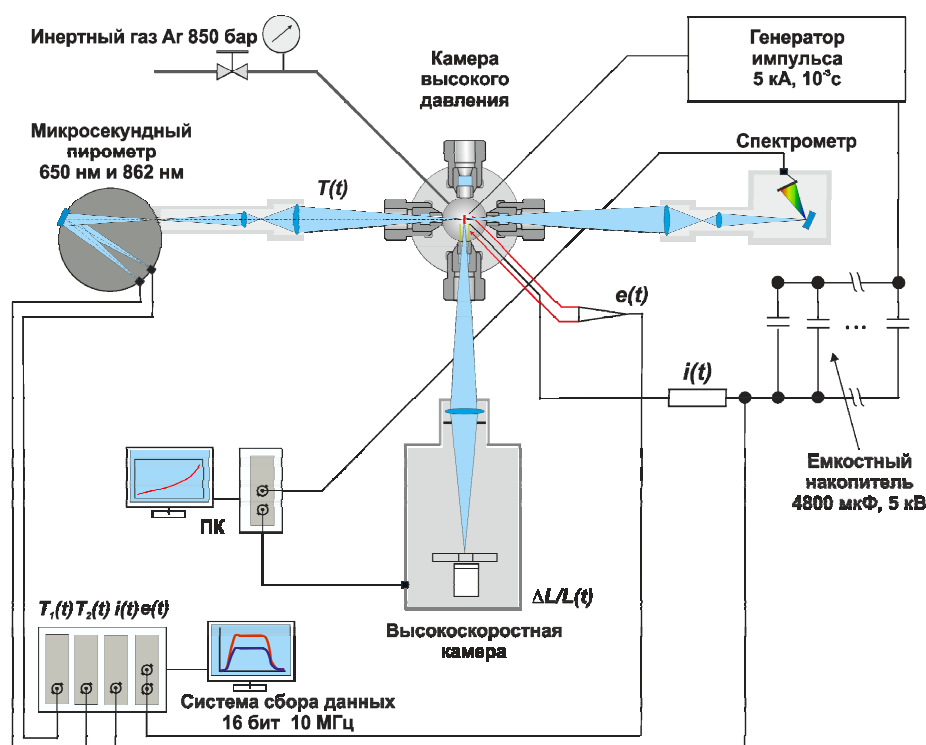


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки

Настоящая установка оснащена спектрометром AvantesAvaspec-2048 со спектральным диапазоном измерения 240–795 нм и минимальным временем экспозиции около 1 мс. Спектрометр оснащен 16-битным АЦП и 2048-пиксельным линейным CCD-фотоприемником. Вследствие экстремально высоких значений интенсивности теплового излучения графита при температурах, близких к 4000 К, в оптической системе спектрометра использовался дополнительный нейтральный светофильтр с ослаблением около 100 раз. Калибровка спектрометра производилась по модели абсолютно черного тела в температурном диапазоне 1800–2550 К и по ленточной пирометрической лампе СИ-10-300 в диапазоне 1773–2173 К на длине волны 650 нм. Входной щелью спектрометра являлось отверстие диаметром 0.4 мм в косоугольной зеркальной диафрагме, необходимой для визирования на образец. Изображение образца строилось с помощью объектива И23У в плоскости отверстия зеркальной диафрагмы, оптическая система спектрометра имела увеличение 1:1. Таким образом, площадка визирования спектрометра на образце имела диаметр 0.4 мм. Объектив спектрометра собирал излучение с поверхности образца, распространяющееся по нормали к поверхности в малый телесный угол 1.6° .

Результаты эксперимента

В качестве исследуемого вещества был использован пиролитический графит производства «НИИ графит» с плотностью 2.18 г/см^3 . В ходе экспериментов были получены спектры теплового излучения поверхности пирографита, перпендикулярной базисной плоскости кристалла, т.е. перпендикулярной поверхности осаждения. Графитовый образец нагревался до требуемой температуры, близкой к 3800 К за время ~ 1.0 мс. Затем с задержкой 900 мкс после завершения нагрева происходил запуск спектрометра. В процессе эксперимента с помощью высокоскоростной видеокамеры проводилась видеосъемка, позволяющая контролировать как положение образца (и тем самым точность визирования спектрометра и пирометра), так и отсутствие электрического пробоя вдоль его поверхности. Кроме того, в ходе эксперимента с помощью двухканального пирометра измерялась яркостная температура поверхности образца, а также падение напряжения и сила тока, протекающего через образец. Эксперимент проводился в атмосфере инертного газа аргона при давлении

нии 850 бар. Полученные в одном из экспериментов термограммы для двух яркостных температур на длинах волн 0.650 и 0.862 мкм показаны на рис. 2.

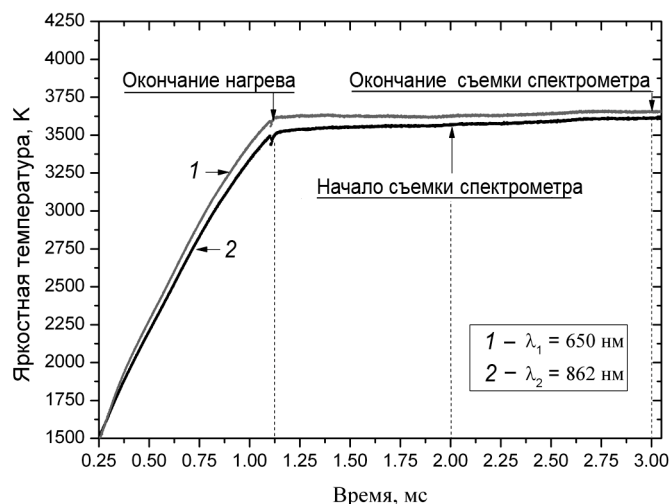


Рис. 2. Яркостные термограммы нагретого до 3794 К образца пирографита

На рис. 3 приведен экспериментальный спектр теплового излучения образца поверхности пирографита, перпендикулярной базисной плоскости кристалла при температуре (3794 ± 25) К в диапазоне длин волн 400–580 нм. Данный спектр был получен на температурном плато, запись производилась начиная со 2-й миллисекунды и заканчивая 3-й миллисекундой. Усреднение значения яркостных температур на температурном плато дает значения $T_{0.65} = (3642 \pm 11)$ К и $T_{0.862} = (3591 \pm 15)$ К.

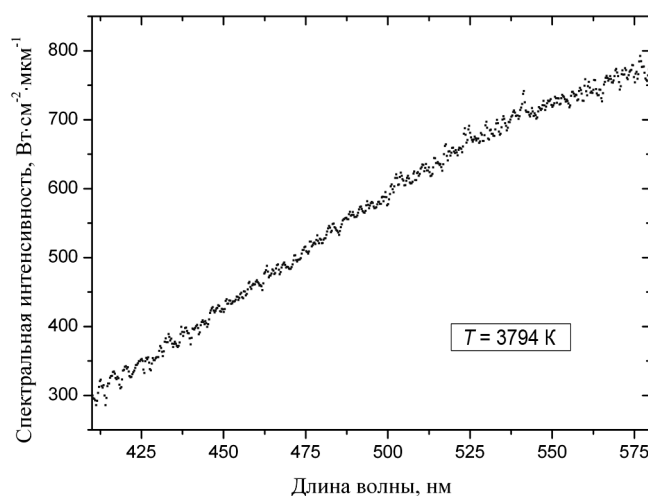


Рис. 3. Спектр теплового излучения поверхности пирографита, перпендикулярной базисной плоскости, при температуре 3794 К

Для определения температуры нагретого тела с помощью спектра излучения удобно перейти к зависимости $\ln(I \cdot \lambda^5)$ от C_2/λ [2], где I – интенсивность теплового излучения в $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$, λ – длина волны в мкм, $C_2 = 14388$ мкм·К – пирометрическая константа. По наклону прямой в данных координатах можно установить температуру нагретого тела. В предположении слабой линейной зависимости излучательной способности материала от длины волны в данном диапазоне температур, точность такого метода для большого числа каналов можно признать достаточной [3]. К примеру, типичная точность для 256 каналов составляет около 50 К, а согласно приведенным в [3] иллюстрациям, погрешность для нашего числа каналов (2048) оценивается приблизительно в 25 К.

Аппроксимация экспериментальных данных прямой с помощью метода наименьших квадратов дает величину $R_{\text{square}} = 0.99944$, что отражает высокую точность аппроксимации и, тем самым,

подтверждает изначальные предположения об отсутствии выраженной зависимости излучательной способности исследуемого вещества от длины волны. Вычисленная таким образом температура равна 3794 К.

Принимая данную температуру за термодинамическую температуру поверхности нагретого образца, можно вычислить величину нормальной монохроматической излучательной способности на двух длинах волн пирометра. Для длины волны 0.650 мкм она составляет 0.784, а для длины волны 0.862 мкм соответственно 0.780. Согласно [4, 5], спектральная излучательная способность указанной поверхности пирографита при высоких температурах близка к 0.88 на длине волны 0.63 мкм, что удовлетворительно согласуется с полученными в данной работе значениями. Следует отметить, что длительность эксперимента в работе [5] составляет порядка 10 с, что, вероятно, и объясняет приведенный в [5] резкий рост излучательной способности за счет конденсации на исследуемой поверхности паров графита. Отличие длительности эксперимента на три порядка позволяет практически избавиться от данного эффекта в нашем эксперименте, что также подтверждается отсутствием излома на приведенных термограммах.

Заключение

В статье описана экспериментальная апробация метода определения термодинамической температуры пиролитического графита по спектру теплового излучения при температурах ~ 4000 К на установке, реализующей нагрев образца импульсом электрического тока длительностью от 100 мкс до 3 мс. Получены квазистационарные спектры теплового излучения поверхности пирографита, перпендикулярной базисной плоскости, при температуре около 3800 К. Рассчитана нормальная спектральная излучательная способность указанного материала при данной температуре на двух длинах волн 0.650 и 0.862 мкм. Продемонстрирована работоспособность данного подхода для исследования терморadiационных свойств тугоплавких веществ при высоких температурах вплоть до 4000 К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Senchenko V.N., Belikov R.S., and Popov V.S. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2015. – V. 653. – P. 012100.
2. Магунов А.Н. // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – № 4. – С. 5–28.
3. Stepanov S.V. and Sheindlin M.A. // High Temp. – 2017. – V. 55. – P. 802–807.
4. Basharin A.Yu., Ponomov I.S., and Scheindlin M.A. // High Temp.-High Press. – 1991. – V. 23. – P. 543.
5. Башарин А.Ю., Кириллин А.В., Шейндлин М.А. // ТВТ. – 1984. – Т. 22. – № 1. – С. 131–137.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Сенченко Владимир Николаевич, к.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. лаб. широкодиапазонных уравнений состояния, e-mail: pyrolab@ihed.ras.ru;

Беликов Роман Сергеевич, науч. сотр. лаб. широкодиапазонных уравнений состояния, e-mail: pyrolab@ihed.ras.ru.

V.N. SENCHENKO, R.S. BELIKOV

INVESTIGATION OF THE HIGH TEMPERATURES PROPERTIES OF PYROLYTIC GRAPHITE BY PULSE ELECTRICAL HEATING

Experimental approbation of the method of spectral pyrometry on pyrolytic graphite at high temperatures, carried out on a modernized apparatus for studying the thermophysical properties of refractory electrically conductive substances by the pulse heating method, is described. Quasi-stationary thermal radiation spectra of the pyrolytic graphite for the surface, perpendicular to the basal plane, were obtained at a temperature of about 3800 K. The normal spectral emissivity of this material at a given temperature at two wavelengths of 0.650 and 0.862 μm is calculated. The efficiency of the chosen technique for studying the thermoradiation properties of refractory substances at high temperatures up to 4000 K is demonstrated

Keywords: pulse electrical heating, thermoradiation properties, graphite, spectropyrometry.

УДК 537.523.4

И.В. БЕКЕТОВ, А.В. БАГАЗЕЕВ, Е.И. АЗАРКЕВИЧ, Д.С. КОЛЕУХ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДНЫХ ПЯТЕН ОТ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МИКРОСКОПА*

С целью изучения характера и механизма эрозии электродов при искровом разряде проведены эксперименты по изучению разрядных пятен на поверхности электрода после одиночных колебательных разрядов в атмосфере воздуха при нормальном давлении. Пятна изучались с помощью интерференционного анализатора поверхности NewView 5010. Рельеф разрядного пятна представляет собой систему кратеров, разделенных валами. Обработка данных микроскопа позволила определить форму и размеры кратеров и валов, статистические характеристики их ансамбля и их связь с параметрами разряда. Установлено, что характеристики кратеров: объем, площадь, диаметр, глубина – имеют довольно широкое распределение, близкое к нормально-логарифмическому либо к нормальному. Медианные значения характеристик слабо возрастают с ростом запасенной энергии. Плотность расположения кратеров и доля площади, занятая кратерами, в первом приближении не зависят от параметров разряда. Проведено обсуждение полученных результатов.

Ключевые слова: интерференционный микроскоп, искровой разряд, электродное пятно, кратеры, статистические характеристики.

Введение

В последние годы как за рубежом, так и в России получил развитие метод получения наночастиц в процессе искрового разряда в газе [1–3]. При должном выборе условий синтеза метод позволяет получать нанопорошки со средним диаметром частиц 5–15 нм и узким распределением по размерам. Возможность использования в качестве электродов различных проводящих и полупроводниковых материалов делает этот метод достаточно универсальным.

В основе метода лежит электрическая эрозия электродов в электродных пятнах, на которые опирается канал разряда. Эрозия в процессе искрового и дугового разрядов в газе и вакууме рассматривается в ряде книг, например [4–7], и десятках статей. Одним из методов изучения эрозии является анализ поверхности электродных пятен. Рельеф разрядного пятна, представляющего собой систему кратеров и валов, исследовался с помощью оптического и электронного микроскопа. Глубины и высоты измерялись с помощью профилографа [4, 6], а также с помощью растрового стереомикроскопа [7, 8]. Тем не менее механизм эрозии еще нельзя считать полностью исследованным.

В настоящей работе проведено исследование разрядных пятен на поверхности электрода после одиночных разрядов в установке для получения нанопорошков. Пятна изучались с помощью интерференционного микроскопа – анализатора структуры поверхности NewView 5010 (Zygo Corp., США). Он позволяет получать полную информацию о рельефе поверхности по всей площади. Обработка данных микроскопа позволила определить форму и размеры кратеров и валов, статистические характеристики их ансамбля и их связь с параметрами разряда.

Экспериментальная часть

Электрическая часть установки представляет собой конденсатор типа ИК-100, соединенный шинами с разрядной камерой в виде стальной трубы внутренним диаметром 65 мм с электродами и изолятором. Конденсатор заряжается до напряжения 10–25 кВ. Разряд инициируется подачей на электроды запускающего импульса от импульсного генератора. Разрядный ток измеряется поясом Роговского с RC-интегратором и регистрируется цифровым осциллографом Tektronix TDS-1012.

Исследуемый электрод размещался по оси трубы. Он представлял собой цилиндр диаметром 17 мм из стали Ст.3 с полированной поверхностью. Величина межэлектродного зазора составляла в опытах 12 мм. Разряд проводился в атмосфере воздуха при нормальном давлении на боковую поверхность электрода.

* Работа выполнена в рамках темы госзадания № 0389-2015-0025 и при поддержке Программы Президиума РАН № 11.

В экспериментах использовались емкости от 0.1 до 0.4 мкФ. Индуктивность контура составляла около 0.5 мкГн, декремент затухания 1.6–1.7. Запасенная энергия изменялась от 12 до 44 Дж, ток разряда 10–20 кА, период колебаний тока 1.5–2.6 мкс.

Было произведено четыре разряда при различных емкостях и напряжениях. Разрядные пятна на электроде фотографировались (рис. 1). Пятно имело вид круглого большого центрального пятна диаметром 1.2–2.4 мм, вокруг которого располагалась окружность из малых пятен диаметром 3.5–5.7 мм.

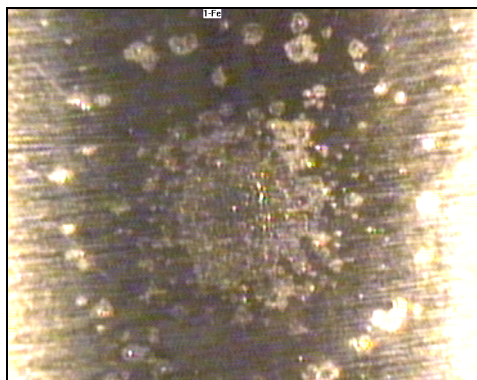


Рис. 1. Участок электрода размером 7.2×5.3 мм с разрядным пятном

Площадь центральных пятен с достаточной точностью пропорциональна запасенной энергии. Эродированная за один разряд масса металла с электрода была определена методом взвешивания в отдельных экспериментах. Она также оказывается пропорциональной запасенной энергии. Поэтому эрозия с единицы площади пятна не зависит от энергии разряда и равна 0.384 мкг/мм², что соответствует слою толщиной 49 нм.

Обработка информации микроскопа

Программное обеспечение микроскопа выводит на монитор картину рельефа исследуемой поверхности из 640×480 пикселей, а также создает файл высот профиля для каждого пикселя с вертикальным разрешением до 0.1 нм. Снимались участки поверхности от 0.17×0.13 до 0.44×0.33 мм, что соответствовало горизонтальному разрешению от 0.27 до 0.69 мкм на пиксель. Всего было снято 12 участков больших пятен и 17 участков с малыми пятнами при всех условиях опытов. Пример такого участка показан на рис. 2.

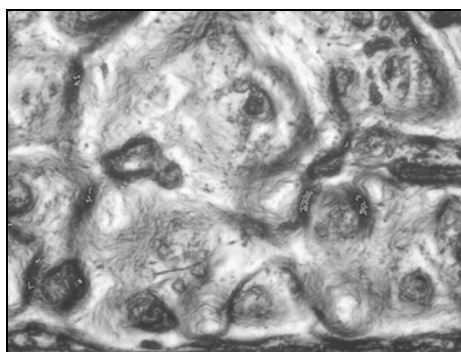


Рис. 2. Вид участка разрядного пятна размером 0.17×0.13 мм

Процедура обработки файлов высот включала следующие этапы. Сначала проводилось восстановление отсутствующих данных, соответствующих крутым склонам рельефа, методом перекрестной линейной интерполяции. Затем определялось положение базовой поверхности как номинальной цилиндрической поверхности электрода методом наименьших квадратов при условии, что суммарный объем кратеров равен суммарному объему валов плюс объем эродированного металла. Эта поверхность принималась за нуль отсчета высот. Высоты ниже нуля считались крате-

рами, выше нуля – валами. Далее в интерактивном режиме производилось выделение участков, содержащих отдельные кратеры, и обработка участков с кратерами: определение площадей, объемов, максимальных глубин кратеров и высот валов. В качестве диаметра кратера принимался диаметр круга с площадью, равной площади кратера. Средняя глубина кратера вычислялась как отношение объема к площади. Обработка файлов производилась в программе Mathcad. Статистическая обработка выборок производилась в программе Excel.

Результаты измерений и обработки данных

Величины, характеризующие разрядные пятна в целом, получены усреднением соответствующих величин по всем обработанным участкам. Кратеры занимают 55 % площади пятна. Плотность числа кратеров составляет 411 мм^{-2} , откуда среднее расстояние между центрами кратеров 53 мкм. Если предположить, что из кратера вытесняется весь расплавленный металл, то толщина расплавленного слоя в среднем на кратер равна 0.64 мкм. Указанные величины не зависят от параметров разряда, поэтому число кратеров на пятно пропорционально площади пятна. Максимальная найденная глубина кратера равна 4.43 мкм, а максимальная высота вала 5.04 мкм.

Для характеристик кратеров: объем, площадь, диаметр, глубина – построены выборки как по всем данным, так и по каждому опыту. Объем общей выборки 401 кратер. Для выборок вычислены их параметры: медиана, среднее, среднее геометрическое, стандартное отклонение, геометрическое стандартное отклонение, квартили. Параметры распределений для общей выборки приведены в таблице.

Параметры распределений характеристик кратеров

Параметр	Объем, мкм ³	Масса, нг	Площадь, мкм ²	Диаметр, мкм	Глубина, мкм
Медиана	441	3.44	790	31.7	1.73
Среднее	721	5.63	1030	33.4	1.78
Станд. отклон.	845	6.59	886	14.0	0.70
Среднее геом.	383	2.99	731	30.5	1.64
Геом. станд. отклон.	3.42	3.42	2.39	1.55	1.54
1 квартиль	166	1.29	384	22.1	1.27
3 квартиль	982	7.66	1361	41.6	2.25
Минимум	9	0.07	58	8.6	0.31
Максимум	5967	46.54	5918	86.8	4.43

Распределения объема, площади и диаметра близки к нормально-логарифмическому (НЛР), а глубины – к нормальному (НР) (рис. 3). Диапазон значений диаметров и глубин кратеров достигает порядка величины, а объемов – трех порядков.

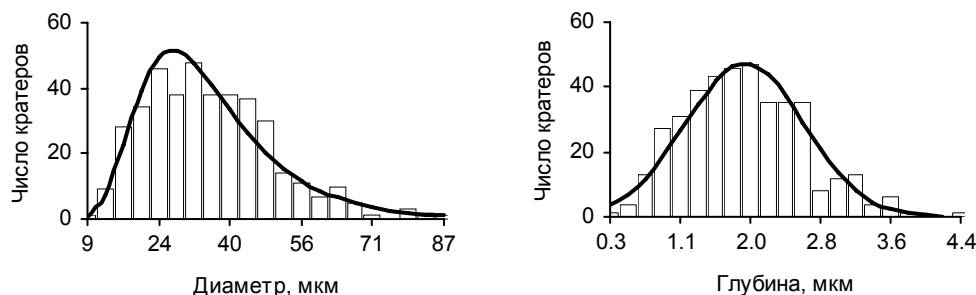


Рис. 3. Гистограммы распределений диаметра и глубины кратеров. Кривые – аппроксимации нормально-логарифмическим (диаметр) и нормальным (глубина) распределением

Медианы и квартили характеристик кратеров слабо зависят от параметров разряда. Так, при изменении энергии от 12 до 44 Дж медианный диаметр увеличивается на 15 %, глубина – на 37 %, объем – в 1.8 раза. Зависимость достаточно хорошо описывается степенной функцией.

Модельную форму кратера характеризует отношение максимальной глубины к средней. Для цилиндра оно равно 1, для шарового сегмента около 2, для конуса 3, для усеченного конуса от 1 до 3. В нашем случае это отношение в среднем равно 2.92 ± 0.06 , т.е. близко к конусу и далеко от шарового сегмента, который, казалось бы, следовало ожидать априори. Оказывается также, что объем кратера можно выразить только через его диаметр: $V = 0.0438D^{2.66}$. То есть глубина кратеров коррелирована с их диаметром.

Характеристики кратеров малых пятен определены по общей выборке, включающей 111 кратеров. Медианные характеристики выборки кратеров малых пятен значительно меньше соответствующих характеристик больших пятен. Так, для объемов отношение медиан составляет 0.42, для площадей – 0.56, для диаметров – 0.75, для глубин – 0.81.

Обсуждение результатов

Был проведен расчет радиуса и сопротивления канала разряда в зависимости от времени для всех условий опытов по теории Брагинского [9], считая разрядный ток заданным. Расчет показал, что уже к моменту 0.12 периода тока диаметр канала сравнивается с диаметром центрального электродного пятна, а после 0.7 периода диаметр канала превышает диаметр окружности периферийных малых пятен. Если принять во внимание, что вблизи электрода расширение канала замедляется из-за его охлаждения, то можно заключить, что окружность малых пятен находится на границе канала разряда.

В [7] приведены характеристики кратеров катодных пятен вакуумных дуг при околопороговых токах. Их характерные особенности: диаметр 3–5 мкм; глубина сравнима с радиусом; видны следы расплескивания жидкого металла в виде струй; время формирования кратера порядка десятков наносекунд. В [10] разработана двумерная гидродинамическая модель формирования кратера. Из расчетов по этой модели видно, что для вытеснения металла за время около 30 нс с образованием струй давление на поверхность металла должно быть не ниже 1 кбар.

В наших экспериментах по сравнению с упомянутыми кратеры имеют на порядок больший диаметр, гораздо большее отношение диаметра к глубине; валы имеют более плавную форму без следов расплескивания; время формирования кратера порядка микросекунд. Грубая оценка по закону Ньютона с учетом вязкости и поверхностного натяжения дает необходимое для этого давление порядка 100 бар. Можно полагать, что давление вытеснения металла создается в результате отдачи при быстром испарении эродируемого металла. Необходимая для этого температура испаряющей поверхности оценивается в 5400 К.

Заключение

Отработана методика анализа рельефа электродных пятен с помощью интерференционного микроскопа. Она может явиться полезным дополнением к электронно-микроскопическим исследованиям. Методика позволила построить статистические распределения таких характеристик кратеров, как диаметр, глубина, площадь, объем. Она дает важную фактическую информацию для построения теории эрозии электродов.

Установлено, что характеристики кратеров имеют довольно широкое распределение. Распределение объемов и площадей близко к НЛР, глубин – к НР. Медианные значения характеристик кратеров слабо возрастают с ростом запасенной энергии. По геометрическим свойствам форма кратера в среднем близка к конусу.

Медианные значения характеристик кратеров малых пятен, расположенных на периферии, в 1.5–2 раза меньше, чем у кратеров большого пятна. Можно предположить, что плотность тока на периферии разряда гораздо меньше, чем в его центральной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pfeiffer T.V., Feng J., and Schmidt-Ott A. // Adv. Powder Technol. – 2014. – V. 25. – P. 56–70.
2. Ефимов А.А., Иванов В.В., Багазеев А.В. и др. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39. – Вып. 23. – С. 51–57.
3. Portnov D.S., Beketov I.V., Larranaga A., et al. // Vacuum. – 2016. – V. 132. – P. 1–4.
4. Раховский В.И. // Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970. – 536 с.
5. Буткевич Г.В., Белкин Г.С., Ведешенков Н.А., Жаворонков М.А. Электрическая эрозия силовых контактов и электродов. – М.: Энергия, 1978. – 256 с.

6. Намитков К. К. Электроэрозионные явления. – М.: Энергия, 1978. – 456 с.
7. Месяц Г. А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000. – 424 с.
8. Daalder J. E. Cathode erosion of metal vapour arcs in vacuum: PhD thesis. – Tech. Univ. Eindhoven, 1978.
9. Брагинский С. И. // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 34. – Вып. 6. – С. 1548–1557.
10. Mesyats G. A. and Uimanov I. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2015. – V. 43. – No. 8(1). – P. 2241–2246.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Бекетов Игорь Валентинович, к.т.н., ведущ. науч. сотр., зав. лаб. импульсных процессов;

Багазеев Алексей Викторович, мл. науч. сотр. лаб. импульсных процессов;

Азаркевич Евгений Иосифович, гл. спец. лаб. импульсных процессов, e-mail: azarkevich@iep.uran.ru;

Колеух Дианна Сергеевна, аспирант, мл. науч. сотр. лаб. прикладной электродинамики.

I.V. BEKETOV, A.V. BAGAZEEV, E.I. AZARKEVICH, D.S. KOLEUKH

STUDY OF ELECTRODE SPOTS FROM A SPARK DISCHARGE WITH THE HELP OF INTERFERENCE MICROSCOPE

In order to study the nature and mechanism of erosion of electrodes during a spark discharge, experiments were conducted for the study of discharge spots on the electrode surface after single oscillatory discharges in an air atmosphere at normal pressure. The spots were studied using the NewView 5010 interference surface analyzer. The relief of the discharge spot is a system of craters separated by shafts. The processing of the microscope data made it possible to determine the shape and dimensions of craters and shafts, the statistical characteristics of their ensemble, and their relation to discharge parameters. It is established that the characteristics of craters: volume, area, diameter, depth – have a fairly wide distribution, close to the log-normal or normal. Median values of the characteristics slightly increase with increasing stored energy. The density of the location of the craters and the fraction of the area occupied by the craters, in the first approximation, do not depend on the discharge parameters. The results are discussed.

Keywords: *interference microscope, spark discharge, electrode spot, craters, statistical characteristics.*

УДК 621.762.27

*И.В. БЕКЕТОВ, А.В. БАГАЗЕЕВ, Е.И. АЗАРКЕВИЧ, А.Д. МАКСИМОВ, А.И. МЕДВЕДЕВ, А.И. БЕКЕТОВА***УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ И ОКСИДОВ
МЕТОДОМ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА И ЕЕ ИСПЫТАНИЯ***

С целью улучшения эффективности работы и увеличения ассортимента используемых материалов электродов была проведена модернизация установки электроискрового синтеза нанопорошков. Изменены реакционная камера и добавлены некоторые узлы пневматического тракта, обеспечивающие удобство сбора порошков (фильтр) и герметизацию установки с дополнительной очисткой газа от кислорода при необходимости синтеза порошков металлов. Проведены первые эксперименты по получению порошков оксидов титана, железа, алюминия и меди. Обсуждаются экспериментальные условия, определяющие качество синтезируемых порошков и характеризующие возможности установки.

Ключевые слова: нанопорошки, метод искрового разряда, установка, испытания, характеристики.

Введение

Ряд применений нанопорошков (например, в медицине) предъявляет требование возможно большей дисперсности частиц. При этом от методов получения нанопорошков ожидают не столько высоких показателей по производительности, низким затратам энергии и себестоимости, сколько качество нанопорошков. Одним из перспективных методов получения нанопорошков с частицами размером в диапазоне единиц нанометров является синтез наночастиц в процессе искрового разряда в газе [1]. Институт электрофизики УрО РАН в течение ряда лет развивает данную технологию [2, 3].

Первые варианты искровой системы обладали рядом недостатков, существенно ограничивавших как удобство и стабильность работы, так и области применений в перспективе. К таким недостаткам можно отнести сравнительно небольшой сортамент материалов, из которых возможно изготовить электроды, вследствие сложности используемой геометрии или технологических процессов производства, т.е. например, изготовить электроды из титана представлялось достаточно сложной задачей. Помимо этого, серьезной проблемой являлась настройка разрядного и поджигающего зазоров для обеспечения стабильной и долгой работы.

Для устранения этих и некоторых других затруднений была проведена модернизация имеющейся установки, включающая в себя изготовление разрядной камеры, конструкция которой позволила если не полностью, то в значительной степени решить описанные проблемы.

Описание установки

Разрядная (реакционная) камера (рис. 1, Ch) стала включать в себя четыре электрода, вместо трех в прежней конструкции (высоковольтный – HVE, заземленный – GE и два промежуточных – SE), образующих соответственно два разделенных разрядных промежутка. Электроды представляют собой цилиндрические металлические стержни с закругленными торцами. Электроды крепятся к держателям, электрически изолированным от заземленной камеры фторопластовыми изоляторами. Конструкция держателей позволяет сдвигать и раздвигать электроды как линейным перемещением, так и поворотным, варьируя таким образом величину зазоров и их геометрию. Благодаря сальниковым уплотнениям регулировку зазоров возможно проводить, не разбирая камеру. Диаметр и длина стержней электродов (установочные 10 и 50 мм соответственно) могут быть как меньше, так и больше установочных в разумных пределах, в зависимости от сложности обработки исходного материала, возможностей экспериментальной установки и электрической прочности газовой среды и изоляции. В нашем случае величина зазоров не может превышать 10 мм каждый; длина электродов находится в пределах 20–50 мм.

* Работа выполнена в рамках темы госзадания № 0389-2015-0025 и при поддержке Программы Президиума РАН № 11.

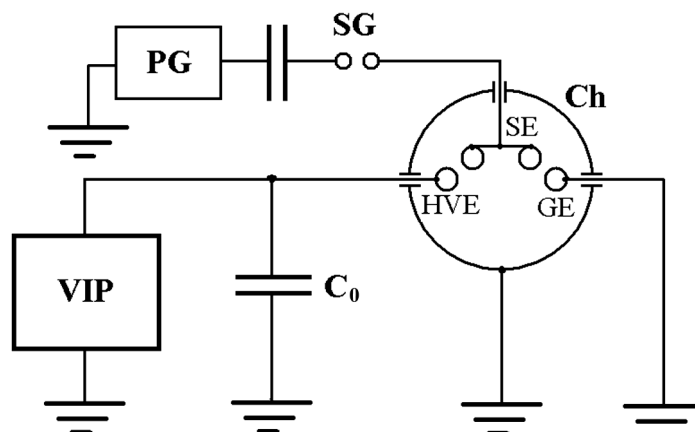


Рис. 1. Электрическая схема установки

Пневматическая схема установки представлена на рис. 2. Для удобства настройки зазоров, визуального наблюдения работы установки и фото-видео фиксации в камере предусмотрено окошко со съемным светофильтром (window).

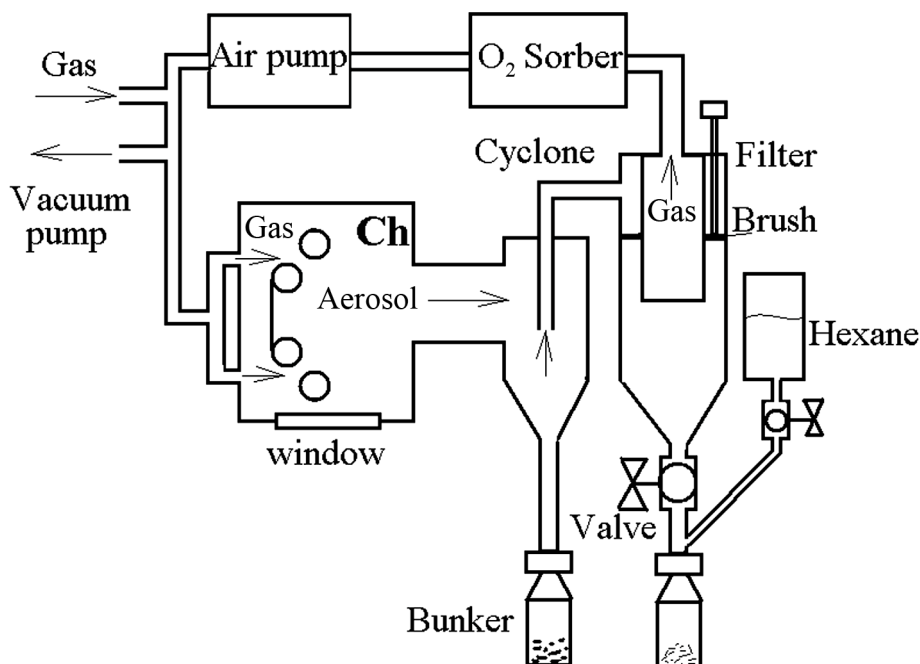


Рис. 2. Пневматическая схема установки

Для выноса образующихся при разряде частиц в систему улавливания через камеру компрессором (Air pump) прокачивается газ. При этом газовый поток перед входом в камеру делится пополам для продувки каждого зазора отдельно. Величина потока, обеспечиваемого компрессором, составляет 70 л/мин.

Система улавливания состоит из циклона (Cyclone), где оседают крупные частицы и образования, и фильтра (Filter), выполненном из пористой нержавеющей стали. При этом, в процессе работы фильтр принудительно очищается кольцеобразной щеткой (Brush), а порошок сыпается в специальный бункер (Bunker). Предусмотрена возможность заливки порошка гексаном (Hexane) или другим консервантом. Бункер может быть пневмоизолирован от газового тракта отсечным вентилем (Valve).

Пневмотракт установки включает в себя также устройство для очистки газа от остаточного кислорода, что необходимо при получении порошков металлов. Устройство представляет собой

специальную печь с наполнителем из порошка металлической меди, спрессованного в виде таблеток, в качестве поглотителя кислорода (O_2 Sorber).

Установка укомплектована датчиком кислорода малых концентраций, манометрами и вакуумным насосом.

Электрическая цепь установки содержит высоковольтный источник питания (рис. 1, VIP) с выходным напряжением до 25 кВ и током 100 мА и накопитель двух типов: на конденсаторе типа ИК-100 емкостью 0.1, 0.25 и 0.4 мкФ и на батарее из конденсаторов КВИ-3-12-6800 (рис. 1, C_0) с емкостью 3.4–13.6 нФ. Для измерения разрядного тока используется пояс Роговского. Индуктивность разрядного контура 0.65 мкГн. Частота следования разрядных импульсов задается генератором поджигающих импульсов (рис. 1, PG) (22 кВ, 0.05 Дж), снабженным обостряющим разрядником (рис. 1, SG), и может изменяться от 10 до 1000 Гц.

Пробные эксперименты

На разработанной установке проведены пробные эксперименты по получению порошков оксидов металлов: титана, железа, меди и алюминия (характерные микрофотографии приведены на рис. 3).

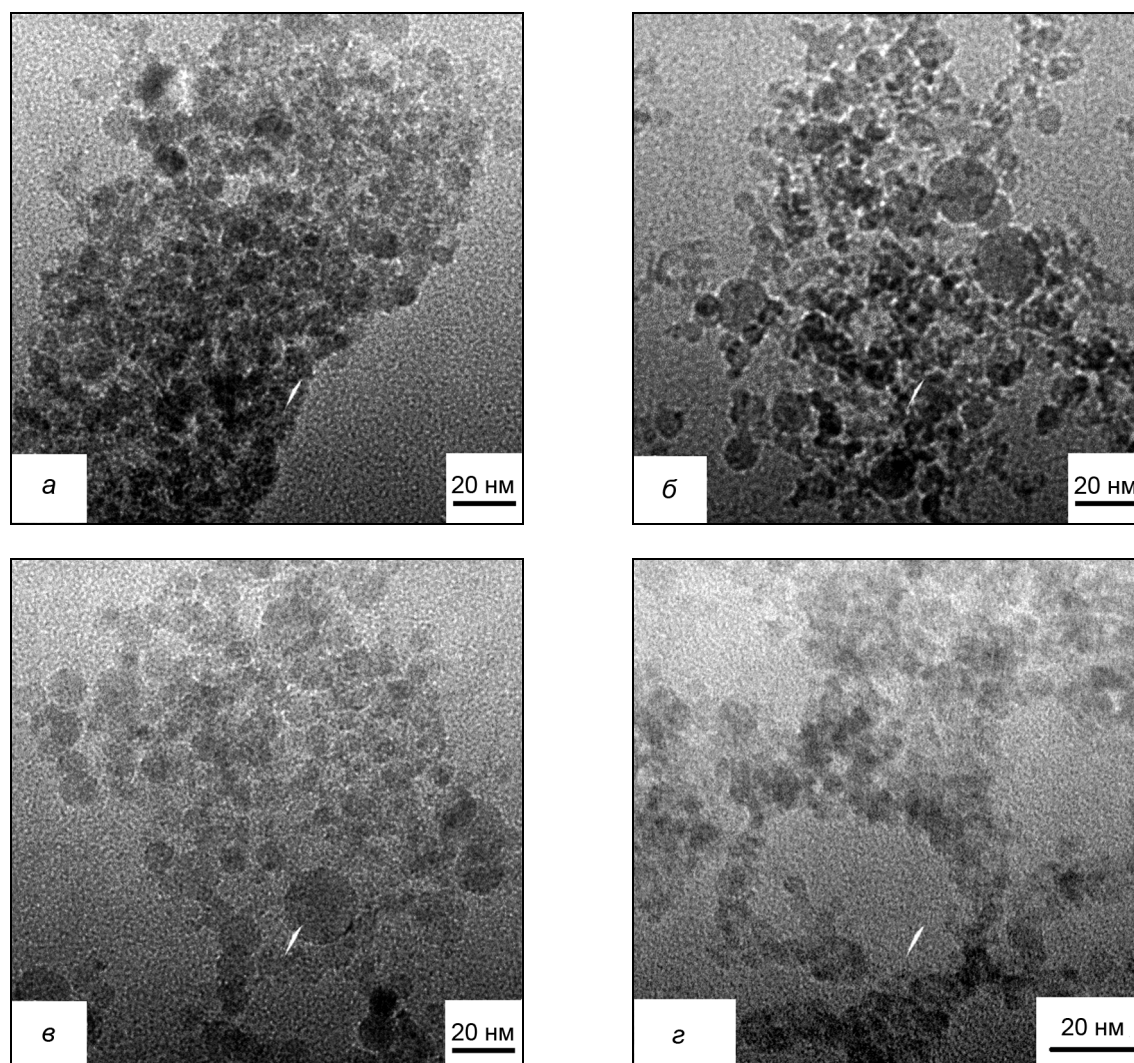


Рис. 3. Характерные микрофотографии порошков: *а* – оксида железа; *б* – оксида титана; *в* – оксида алюминия; *г* – оксида меди

Синтез наночастиц проводился в воздушном потоке при давлении несколько выше атмосферного. Зарядное напряжение изменялось от 10 до 22 кВ, использовался накопитель емкостью 0.1 мкФ, частота разрядов была от 18 до 87 Гц.

Дисперсность и фазовый состав синтезированных порошков анализировались методами РФА, БЭТ, а также методами электронной микроскопии ПЭМ и СЭМ.

Продукт представляет собой нанопорошки оксидов металлов с преобладающим составом: TiO_2 , Fe_3O_4 , CuO и Al_2O_3 , соответственно материалу электродов. Средний размер частиц, вычисленный по удельной поверхности, составил 6–8 нм для Ti и Fe, 10–15 нм для Al и Cu.

Для выявления факторов, влияющих на характеристики метода (материал электродов, зарядное напряжение, частота следования импульсов, величина зазоров между электродами, давление газа), весь массив результатов экспериментов обрабатывался статистическими методами: регрессионным и дисперсионным анализами. К сожалению, для надежного исследования наработанных результатов оказалось недостаточно. Определенно можно сказать, что наиболее значимым фактором, влияющим на удельную поверхность синтезируемых порошков, является материал электродов. Вторым по значимости фактором является зарядное напряжение (либо энергия конденсатора). Производительность линейно растет с увеличением частоты до некоторого предела (в рассматриваемых условиях, например при работе с титановыми электродами, рост производительности прекратился при частоте выше 62 Гц). Возможно, это связано с недостаточной мощностью зарядного устройства, приводящей к недозарядке конденсатора.

Соответственно основными факторами, влияющими на эрозию электродов и выход продукта, также являются материал электродов и запасенная энергия конденсатора. В порядке увеличения эрозионной способности исследованные металлы располагаются в ряд: Ti, Fe, Cu, Al. Потеря массы электродов и выход продукта (общий и в пересчете на металл) примерно пропорциональны запасенной энергии. Производительность установки зависит, кроме указанных факторов, от частоты разрядов и достигала 0.5 г/ч для Al при 33 Гц. Удельные энергозатраты на единицу продукта в пересчете на металл составили в среднем от 10 (Al) до 23 (Ti) МДж/г.

Заключение

Метод искрового разряда отличается чистотой продукта и пригоден для любого проводящего материала. Средний размер частиц можно в некоторых пределах регулировать, изменяя энергию искры. Увеличение производительности установки возможно за счет использования более мощного зарядного источника и увеличения частоты разрядов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pfeiffer T.V., Feng J., and Schmidt-Ott A. // Adv. Powder Technol. – 2014. – V. 25. – P. 56–70.
2. Portnov D.S., Beketov I.V., Larranaga A., et al. // Vacuum. – 2016. – V. 132. – P. 1–4.
3. Kurlyandskaya G.V., Portnov D.S., Beketov I.V., et al. // Biochim. Biophys. Acta. – 2017. – V. 1861. – P. 1494–1506.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Бекетов Игорь Валентинович, к.т.н., ведущ. науч. сотр., зав. лаб. импульсных процессов;

Багазеев Алексей Викторович, мл. науч. сотр. лаб. импульсных процессов;

Азаркевич Евгений Иосифович, гл. спец. лаб. импульсных процессов, e-mail: azarkevich@iep.uran.ru;

Максимов Артем Дмитриевич, инженер лаб. импульсных процессов;

Медведев Анатолий Иванович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. импульсных процессов;

Бекетова Анна Игоревна, инженер лаб. импульсных процессов.

I.V. BEKETOV, A.V. BAGAZEEV, E.I. AZARKEVICH, A.D. MAXIMOV, A.I. MEDVEDEV, A.I. BEKETOVA

THE INSTALLATION FOR PRODUCTION OF METAL AND OXIDE NANOPOWDERS BY THE SPARK DISCHARGE METHOD, AND ITS TESTING

In order to improve the efficiency of work and increase the range of electrode materials used, the installation for electric spark synthesis of nanopowders was modernized. The reaction chamber was changed, and some parts of the pneumatic tract were added, providing the convenience of collecting powders (filter), and sealing the installation with additional purification of the gas from oxygen, if necessary to synthesize metal powders. The first experiments on the production of powders of titanium, iron, aluminum and copper oxides were carried out. The experimental conditions that determine the quality of the synthesized powders and characterize the installation possibilities are discussed.

Keywords: *nanopowders, spark discharge method, facility, testing, characteristics.*

УДК 533.9.07, 537.856

В.А. КОКШЕНЕВ, Н.Е. КУРМАЕВ, Ф.И. ФУРСОВ

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ В МЕГАГАУССНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для микросекундного фронта тока исследовано поведение проводников из различных материалов при напряженности магнитного поля на их поверхности несколько МА/см, при которой имеет место поверхностный электрический взрыв, ограничивающий максимальную величину магнитного поля. На тестируемом двухслойном проводнике с внешней поверхностью меньшей проводимости получена напряженность магнитного поля не менее 4 МА/см (магнитное поле до 5 МГс), что соответствует давлению ~ 1 Мбар.

Ключевые слова: мегаамперный генератор, сильные магнитные поля, поверхностный взрыв проводника.

Постановка эксперимента

Для получения информации о процессах взаимодействия мегагауссного магнитного поля с микросекундным фронтом с поверхностью проводника на генераторе ГИТ-12 были выполнены эксперименты при линейной плотности тока несколько МА/см. В таких режимах возможно образование плазмы на поверхности электродов с ее последующим расширением в зазор, приводящим, в конечном итоге, к снижению эффективности транспортировки энергии к нагрузке. В наших экспериментах с Z-пинч-нагрузками [1] при токах 4–5 МА с микросекундным фронтом при формировании пинча возникают значимые утечки тока за внешней границей газовой оболочки. Это может быть связано с появлением плазмы в межэлектродном зазоре вследствие поверхностного взрыва материала электродов. После каждого выстрела имеет место катастрофическое разрушение электродов центральной зоны на диаметре до 30 см.

Для получения ≥ 1 МА/см при токе 4 МА диаметр проводника не должен превышать 1 см. По имеющимся литературным данным энергия сублимации для меди достигается при 2.8 МА/см, что может быть получено при токе 4 МА на диаметре не более 0.5 см. На рис. 1 приведена конструкция узла нагрузки, индуктивность которой в зависимости от диаметров образца и катода коаксиального перехода составляет 12–18 нГн. Это позволяло на ГИТ-12 в нагрузках диаметром 3–4 мм и длиной до 2.5 см иметь амплитуду тока до 4.3 МА с фронтом ~1.9 мкс.

Для измерения формы импульса тока использовались индуктивные канавки, сигнал с которых пропорционален производной тока. Интегрирование этого сигнала с учетом переходной характеристики канавки дает форму импульса тока. Токи измерялись на выходе генератора Маркса и на коаксиальном переходе к радиальной линии, в центре которой устанавливались образцы. Для определения симметричности ввода тока в исследуемый проводник на входе узла нагрузки сигнал с индуктивной канавки регистрировался в трех точках, расположенных симметрично по азимуту через 120° . Кроме того, устанавливались магнитные зонды ($B\text{-dot}$) на радиусах 3, 6 и 9 см. Индуктивный делитель напряжения регистрировал напряжение U_l на сборном электроде центрального узла ГИТ-12. Получаемые осциллограммы позволяли рассчитывать индуктивность участка схемы от сборного электрода до короткозамкнутой нагрузки $L_v = \int U_l(t)dt/I_d(t)$, а также изменение импеданса нагрузки в процессе ввода в нее энергии. По осциллограммам тока рассчитывался интеграл действия $J = \int I_d(t)^2 dt = hS^2$, позволяющий оценивать для известного сечения проводника S и по интегралу удельного действия h для различных материалов момент взрыва образца.

Для регистрации собственного свечения поверхности тестируемого образца использовался двухкадровый электронно-оптический комплекс «Nanogate Frame-9». Комплекс состоит из двух однокадровых стробируемых электронно-оптических камер «Nanogate-2» (FC-1,2) с временем экспозиции 10 нс и с регулируемой задержкой между их срабатыванием. Оптическая схема приведена на рис. 1, б. Размеры регистрируемой светящейся области, полученные в синхронизированный относительно осциллограммы тока момент времени и с известным временным интервалом, позволяли не только фиксировать появление плазмы на образце, но и оценивать скорость ее расширения.

В эксперименте (рис. 2) тестировались образцы из нержавеющей стали (SS), алюминия (Al) и меди (Cu) диаметрами 4 или 3 мм в виде стержня либо трубки с толщиной стенки (b) от 0.25

до 1 мм. Толщина стенки для исследуемых материалов выбиралась из оценки толщины скин-слоя для линейной диффузии магнитного поля в проводник $\Delta = (c^2 \rho \tau_f / 4\pi)^{1/2}$, где ρ – удельное сопротивление материала, τ_f – фронт тока. Для $\tau_f \cong 1$ мкс толщина скин-слоя для меди ~ 0.12 мм, для алюминия ~ 0.15 мм, для нерж. стали ~ 0.85 мм. Для имеющей место нелинейной диффузии магнитного поля толщина скин-слоя возрастает в несколько раз [2]. В экспериментах проверена также возможность использования двухслойной структуры с комбинацией образцов из нержавеющей стали и меди (рис. 1, М3:1) с целью возможного увеличения индукции магнитного поля на поверхности проводника до ее взрыва [3].

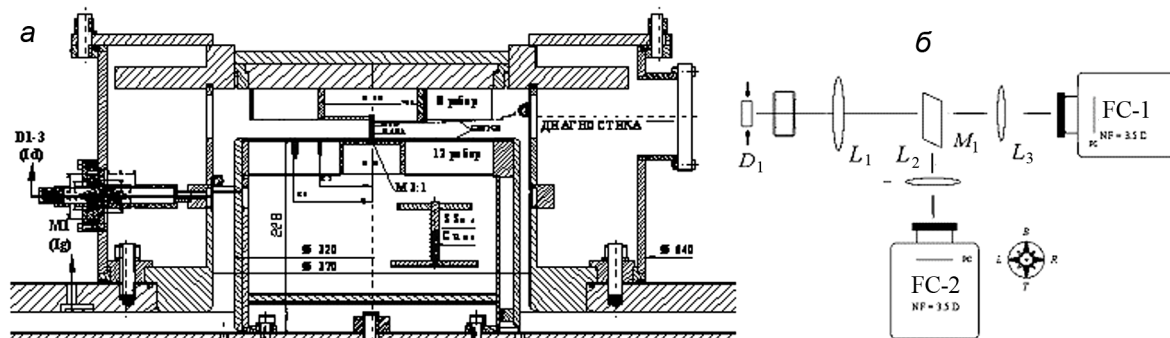


Рис. 1. Схема эксперимента: *a* – два варианта узла нагрузки с диаметрами катода коаксиального перехода 320 и 350 мм (справа от оси); *б* – схема оптической регистрации с помощью электронно-оптических камер (FC-1,2)

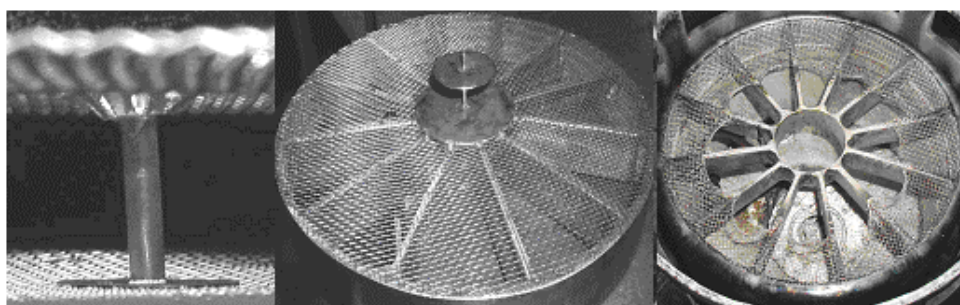


Рис. 2. Фотографии электродов с исследуемыми образцами (справа – крепление и состояние образца на катоде до и после выстрела)

Результаты эксперимента

На рис. 3 приведены результаты эксперимента с образцом из нержавеющей стали диаметром 4 мм и длиной $l = 22$ мм, который состоял из двух участков по $l/2$: со стороны анода – стержень (SS4), со стороны катода (на снимках – низ) трубка с толщиной стенки $b = 1$ мм (SS4/2). Четыре кадра (рис. 3, б) с FC-1,2 получены попарно в двух выстрелах: № 1870 (кадры 1, 2) и № 1871 (кадры 3, 4). При зарядном напряжении генератора Маркса 50 кВ формы импульсов тока в обоих выстрелах идентичны (4.15 МА с временем до максимума ~ 1.9 мкс), поэтому приведены осциллограммы для одного выстрела № 1871 и четыре снимка собственного свечения поверхности проводника. Кадр 1 соответствует току 2.85 МА/960 нс ($J_1 = 2.5$ кА²·с), кадр 2 – 3.4 МА/1200 нс ($J_2 = 4.85$ кА²·с), кадр 3 – 3.8 МА/1390 нс ($J_3 = 7.65$ кА²·с), кадр 4 – 4.1 МА/1640 нс ($J_4 = 11.7$ кА²·с). Как видно из снимков, размеры светящейся поверхности, как и разлетающегося после ее взрыва вещества, практически одинаковы для стержня и трубки. Из кадров 1 и 2 следует, что при достижении величины магнитного поля 280 Тл (кадр 1) и его нарастании до 340 Тл (кадр 2) страт на трубке нет. При установке нержавеющей стержня диаметром 3 мм мы наблюдали появление страт (крупномасштабные и/или перегревные неустойчивости [2]) при нарастании магнитного поля с 410 Тл/1050 нс до 480 Тл/1280 нс ($J = 5.85$ кА²·с) со средней скоростью их разлета ~ 1.8 мм/мкс.

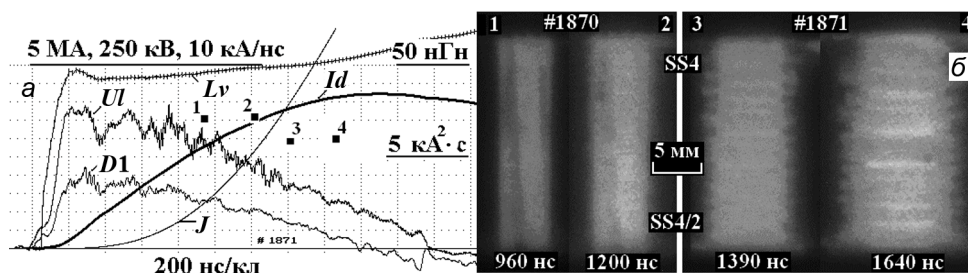


Рис. 3. Типичные экспериментальные результаты каждого выстрела (а): осциллограммы тока I_d , напряжения U_l , производной тока $D1$ на входе в радиальную линию, величин индуктивности узла нагрузки L_v и полного действия J . В данном случае выстрел № 1871: проводник из нержавеющей стали (стержень $\varnothing 4$ мм + трубка $\varnothing 4$ со стенкой 1 мм); б – изображения образца, полученные с помощью камер FC-1,2 (времена кадров показаны квадратиками)

На рис. 4 (выстрел № 1873) приведены результаты эксперимента с таким же образцом, но вторая, со стороны катода, половина представляла собой двухслойную структуру: трубку с толщиной стенки $b = 0.5$ мм с вложенным внутрь медным цилиндром $\varnothing 3$ мм. Кадр 1 сделан на 1200 нс при токе $I_{d1} = 3.54$ МА, интеграл действия $J_1 = 5.4$ кА²·с, $B \sim 355$ Тл. Кадр 2 сделан практически в то же время, что и кадр 3 на рис. 3 (выстрел № 1871): на 1420 нс при токе $I_{d2} = 3.9$ МА, $J_2 = 8.4$ кА²·с ($B \sim 520$ Тл). Хорошо видно существенное отличие в поведение материала для однородного стержня и составной структуры. На SS-стержне уже на кадре 1 видны неоднородности разлетающегося с поверхности светящегося материала в виде страт, что может быть результатом протекания части тока в их объеме и возникновением температурных неустойчивостей. Скорость разлета вещества стержня составляет ~ 5.9 мм/мкс. На участке, где вставлен медный стержень, разлета поверхности практически нет при индукции магнитного поля до ~ 350 Тл. Уширение радиуса в двухслойной структуре составило не более 0.3 мм, что составляет $\leq 15\%$ и может трактоваться как расширение поверхности материала в результате джоулева нагрева в твердом состоянии и при плавлении, т.е. до взрыва. Если бы ток протекал в нержавеющей трубке без диффузии в медный проводник, то по расчету интеграл действия $J_{ss} = h_{ss} \cdot S^2 = \int (I_d)^2 dt$ для площади трубки $S = 0.055$ см² и интеграл удельного действия $h_{ss} \approx 1.4 \cdot 10^9$ кА²·с/см⁴ будет $J_{ss} = 4.2$ кА²·с, что соответствует току $I_d = 3.3$ МА/1100 нс. Эта величина в выстреле № 1873 была достигнута за 110 нс до кадра 1, и мы бы наблюдали разлет взорванной поверхности. В эксперименте этого нет, что указывает на перераспределение тока в медный проводник.

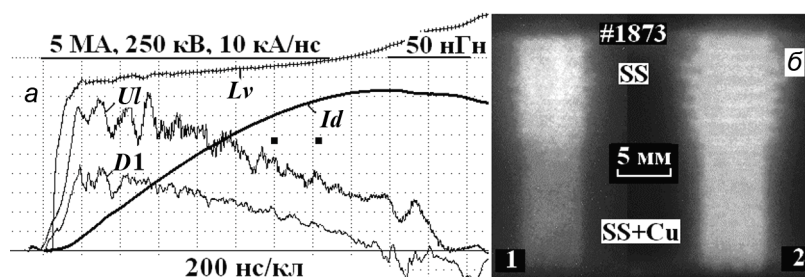


Рис. 4. Результаты эксперимента с проводником из нержавеющей стали $\varnothing 4$ мм (№ 1873), нижняя половина которого составная: SS-трубка $\varnothing 4/3$ мм+Cu $\varnothing 3$ мм (а); б – кадры с FC-1,2 в моменты времени, указанные квадратиками

Результаты эксперимента с образцом из нержавеющей стали диаметром 3 мм, нижняя половина которого составная: SS-трубка $\varnothing 3/2$ мм + Cu $\varnothing 2$ мм, приведены на рис. 5. Четыре кадра с FC-1,2 получены попарно в двух выстрелах: № 1875 (кадры 1, 2) и № 1876 (кадры 3, 4). Экспериментальные данные соответствуют приведенным на рис. 3 и 4 осциллограммам. Кадр 1 соответствует току 2.9 МА/1010 нс ($J_1 = 2.56$ кА²·с), кадр 2 – 3.45 МА/1240 нс ($J_2 = 4.8$ кА²·с), кадр 3 – 3.95 МА/1660 нс ($J_3 = 10.7$ кА²·с), кадр 4 – 4.05 МА/2040 нс ($J_4 = 17$ кА²·с). Оценка скоростей расширения плазмы и плазменных струй дала следующие результаты: при интеграле действия

(2.6–4.8) $\text{кА}^2\cdot\text{с}$ – $u_{\text{SS}} \sim 2$ мм/мкс, при интеграле действия (11–17) $\text{кА}^2\cdot\text{с}$ – $u_{\text{SS}} \sim 10$ мм/мкс, $u_{\text{SS+Cu}} \sim 4$ мм/мкс, при этом скорость плазменных струй не менее 12 мм/мкс.

Анализ серии экспериментов с проводниками из различных материалов позволил получить скорости разлета плазмы при поверхностном электрическом взрыве в магнитных полях 3–5 МГс с микросекундным временем нарастания. Для снимков на рис. 3 и 4 – нержавеющий стержень $\varnothing 4$ мм, скорость разлета $u \sim 4$ –6 мм/мкс, для трубки с толщиной стенки $b = 1$ мм – $u \sim 5.5$ мм/мкс. Аналогичные измерения, выполненные с медью и алюминием, дали следующие результаты: для меди при внешнем диаметре 3 мм и параметрах тока $Id1 = 3$ МА/1020 нс ($J1 = 2.9 \text{ кА}^2\cdot\text{с}$), $Id2 = 3.4$ МА/1250 нс, $J2 = 5.2 \text{ кА}^2\cdot\text{с}$ скорость для стержня (верхняя половина образца) $u_{\text{Cu}} \sim 1.7$ мм/мкс, для медной трубки с толщиной стенки $b = 0.25$ мм (верхняя половина) – $u_{\text{Cu}^*} \sim 12$ мм/мкс. Для стержня из алюминия $\varnothing 3$ мм скорость разлета составила $u_{\text{Al}} \sim 2$ мм/мкс при параметрах тока $Id1 = 3$ МА/1020 нс ($J1 = 3.2 \text{ кА}^2\cdot\text{с}$), $Id2 = 3.5$ МА/1250 нс ($J2 = 5.6 \text{ кА}^2\cdot\text{с}$). Кроме того, установлено следующее: для медного стержня $\varnothing 3.6$ мм и параметрах тока $Id = 3.4$ МА/1130 нс ($J = 4.4 \text{ кА}^2\cdot\text{с}$), что соответствует напряженности магнитного поля 3 МА/см и индукции $B \sim 380$ Тл, свечение поверхности отсутствует, есть изображение только области контакта. Эксперименты с SS $\varnothing 3$ мм позволили определить величину индукции магнитного поля, при которой есть уширение проводника по радиусу на ~ 0.25 мм ($\leq 15\%$) без существования страт – $B \cong 280$ Тл. Полученные величины коррелируют с данными величины минимального поля для Cu – 375 Тл и SS – 250 Тл, необходимого для поверхностного взрыва проводника при фронте импульса тока ~ 100 нс [4].

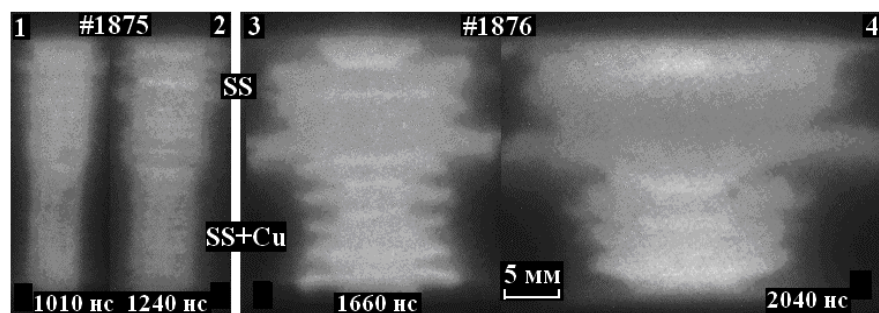


Рис. 5. Результаты эксперимента с проводником из нержавеющей стали $\varnothing 3$ мм (№ 1875 + № 1876), нижняя половина которого составная: SS-трубка $\varnothing 3/2$ мм + Cu $\varnothing 2$ мм. Указаны моменты времени начала кадров 1–4 с экспозицией 10 нс от начала тока генератора. В обоих выстрелах осциллограммы тока идентичны и соответствуют приведенной на рис. 4

Получение в эксперименте с двухслойной структурой магнитного поля ~ 500 Тл и давления не менее 1 Мбара подтверждает, что одним из способов увеличения индукции магнитного поля на поверхности проводника до ее взрыва является использование композитных материалов (например, способом напыления [5]). Это связано с нелинейной диффузией токового слоя в глубь проводника [2] с перераспределением плотности тока по его сечению.

Закключение

Для микросекундного фронта тока экспериментально исследовано поведение проводников из различных материалов при напряженности магнитного поля на их поверхности несколько МА/см, при которой имеет место поверхностный электрический взрыв. Полученные величины критических магнитных полей коррелируют с известными в литературе данными в других временных режимах. Подтверждена возможность увеличения предельной напряженности магнитного поля до взрыва проводника при использовании двухслойной структуры с внешним слоем меньшей проводимости. На тестируемом объекте получена напряженность магнитного поля не менее 4 МА/см (индукция магнитного поля ~ 5 МГс и давление ~ 100 ГПа).

Авторы благодарят А.Ю. Лабеецкого, А.П. Семенова и Р.К. Чердизова за помощь в проведении эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kokshenev V.A., Labetsky A.Yu., Shishlov A.V., et al. // Russ. Phys. J. – 2017. – V. 60. – No. 8. – P. 1419–1424.
2. Oreshkin V.I. and Chaikovskiy S.A. // Phys. Plasmas. – 2012. – V. 19. – P. 022706.
3. Chaikovskiy S.A., Oreshkin V.I., Datsko I.M., et al. // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – P. 042706.
4. Chaikovskiy S.A., Oreshkin V.I., Mesyats G.A., et al. // Phys. Plasmas. – 2009. – V. 16. – P. 042701.
5. Дацко И.М., Лабецкая Н.А., Рыбка Д.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 38–43.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Кокшенев Владимир Алексеевич, к.т.н., ст. науч. сотр. отд. имп. техн., e-mail: vak@oit.hcei.tsc.ru;

Курмаев Николай Евгеньевич, ведущ. электроник;

Фурсов Федор Иванович, ведущ. электроник.

V.A. KOKSHENEV, N.E. KURMAEV, F.I. FURSOV

SURFACE EXPLOSION OF CONDUCTORS IN A MEGAGAUS MAGNETIC FIELD

For the microsecond current front, the behavior of conductors from various materials with a magnetic field intensity on their surface of several MA/cm is investigated. In such modes, plasma formation takes place on the surface of the electrodes, with its subsequent expansion into the gap, which leads to a decrease in the efficiency of energy transport to the load. According to available literature data, the sublimation energy for copper is attained at ~ 2.8 MA/cm, which can be obtained with a current of 4 MA at a diameter of no more than 0.5 cm. The operating mode of the GIT-12 generator with loads of 3–4 mm in diameter and up to 2.5 cm in length provided a current of up to 4.5 MA with a front ~ 1.7 μ s. The samples of stainless steel (SS), aluminum (Al) and copper (Cu) in diameters of 4 or 3 mm in the form of a rod or tube with a wall thickness b from 0.25 to 1 mm were tested. The boundary values of the magnetic field intensity above which there is an explosion of the conductor surface are established and the explosion velocities of the explosion products for the front of the current (1–1.8) μ s are determined. For a copper rod \varnothing 3.6 mm at currents up to $I_d = 3.4$ MA/1130 ns, which corresponds to a magnetic field strength of $H_s \sim 3$ MA/cm, there is practically no glow of the surface, there is only an image of the contact region. After the explosion, the surface disperses at a velocity $u \sim 1.7$ mm/ μ s. For a stainless steel \varnothing 4 mm $H_s \sim 2.2$ MA/cm, the expansion velocity $u \sim 4$ mm/ μ s, for a tube with wall thickness $b = 1$ mm – $u \sim 5.5$ mm/ μ s. For an aluminum rod \varnothing 3 mm $H \sim 3.4$ MA/cm, the propagation velocity in different sections (strata) was $u \sim 3$ –5 mm/ μ s. The method of increasing the maximum magnetic field intensity before a conductor explosion with the use of composite samples was tested. In the area where the copper rod is inserted, there is no surface expansion at a magnetic field intensity of at least $H = 3.1$ MA/cm. When the diameter of the composite sample was reduced to 3 mm, the magnetic field intensity was $H \sim 4$ MA/cm (magnetic field induction ~ 5 MG and pressure ~ 100 GPa).

Keywords: electrical explosion of conductors, high-current generator, strong magnetic field.

УДК 533

Н.К. КУРАКИНА^{1,2,3}, М.Э. ПИНЧУК^{1,2,3}, А.В. БУДИН¹, А.А. СМЕРНОВСКИЙ²,
В.Е. КУЗНЕЦОВ¹, А.А. КИСЕЛЕВ¹

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ПРИ РАЗМЫКАНИИ КОНТАКТНОЙ СИСТЕМЫ*

Рассматривается наполнение рабочим газом разрядной дугогасительной камеры при размыкании контактов на экспериментальном стенде, предназначенном для исследования дуговых процессов, эрозии электродов и деградации изоляционных материалов в силовых газовых выключателях тока. Подвижный контакт перемещается за счет давления нагнетаемого в камеру первоначально сверхзвукового потока сжимаемого газа при газовом дутье через дугу. Для математического моделирования использовался открытый пакет OpenFoam версии 4.1 с подключенной библиотекой swak4foam. Приведены результаты расчета газодинамических параметров и их сравнение с данными эксперимента.

Ключевые слова: численное моделирование, газодинамика, OpenFOAM, swak4foam, движущаяся сетка, дугогашение.

Введение

Растущее энергопотребление делает необходимым разрабатывать различные конструкции дугогасительных систем, способных отключать токи свыше 100 кА [1, 2], а также исследовать свойства новых контактных материалов при горении дуги в среде различных газов с целью минимизировать использование элегаза [3]. Постановка подобных экспериментов требует сложного дорогостоящего оборудования. Компьютерное моделирование позволяет существенно сократить использование испытательных ресурсов, поэтому оно является важным этапом проводимых исследований для создания/доработки исследовательского стенда [4, 5]. Стенд [4, 5] служит для изучения дуговых процессов, эрозии электродов, деградации изоляционных материалов при размыкании контактов с током до 150 кА в различных газовых средах.

Для комплексного изучения динамики изменения давления, температуры и других параметров необходимо моделировать задачу с учетом взаимодействия газа и подвижных элементов камеры, что требует использования в расчетах элементов движущейся сетки. Программный пакет моделирования OpenFOAM [6] обладает всеми необходимыми средствами для разработки таких расчетных схем.

В [7] подробно описана физико-математическая модель наполнения газом дугогасительной камеры модельного размыкателя тока в трехмерной постановке задачи в сплошносредном приближении и приводятся расчеты для давления наддува газа 1–3 МПа.

Основой численного метода для описания сверхзвукового потока сжимаемого газа являются законы сохранения массы, импульса, энергии, дополненные уравнением состояния. В OpenFOAM эта модель реализована в решателе с поддержкой движения сетки и топологических изменений rhoCentralDyMFoam.

В настоящей работе приводится дальнейшая эволюция разрабатываемой модели и некоторые результаты сравнения расчетов с величинами, полученными в экспериментах при давлениях наддува газа 6 МПа. Представлены основные элементы по модификации физико-математической модели, подробно описанной в [7].

Расчетная модель

Для расширения возможностей OpenFOAM и с целью исключить прямое редактирование кода решателя rhoCentralDyMFoam была подключена библиотека swak4foam [8], позволяющая создавать собственные граничные условия и сочетающая в себя функциональность библиотек groovyBC и funkySetFields. Величины начальных скоростей на входе в камеру рассчитывались в

* Работа проводилась в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 31 «Фундаментальные исследования физико-технических проблем энергетики». Работа также частично поддержана грантом РФФИ (проект № 16-08-00767-а). Результаты расчета получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

дополнительном модуле, описанном в [7]. Для их исключения и с целью ускорения расчетов в геометрическую модель был включен «бесконечный объем», имитирующий баллон с газом высокого давления. С помощью объекта `setFields` создавалась область повышенного давления, из которой газ поступал в рабочий объем дугогасительной камеры, в котором в начальный момент времени находился воздух комнатной температуры при атмосферном давлении.

В реальной экспериментальной установке при размыкании контактов присутствуют тормозящие силы в виде сил трения подвижного элемента о стенки камеры и воздушного амортизатора с обратной стороны поршня, а также происходит задержка начала движения из-за наличия пороговой силы страгивания. В этой работе в модель добавлена математическая функция, имитирующая вклад тормозящей силы воздушного амортизатора.

Движение поршня массой 1.5 кг моделировалось как результат воздействия газодинамической силы с учетом торможения, определяемой через интеграл функции давления движущегося потока по площади поверхности стенки, что было отражено в файлах `0/pointMotionUz` и `0/cellMotionUz` в качестве граничного условия `groovyBC`. Дополнительно в этих файлах в области перестроения сетки задавалось условие проскальзывания, на остальных границах – условие прилипания. Для скорости потока использовалось условие прилипания `noSlip/movingWallVelocity` для неподвижных/движущихся стенок соответственно. Для давления и температуры задавались граничные условия второго рода `zeroGradient`.

Перестроение сетки осуществлялось с помощью объекта `dynamicMeshDict` в совокупности с граничными условиями `groovyBC` библиотеки `swak4foam`. Для преобразований ячеек сетки при решении уравнения Лапласа применялся объект `velocityComponentLaplacian` по OZ и тип диффузии `directional`.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Для целей эффективного дугогашения необходимо обеспечить максимальный объемный расход газа через область горения дуги с одновременным равномерным наполнением газом рабочего объема. При этом нужно гарантировать достаточную скорость размыкания контактов, которая также поддерживается газодинамическими процессами в камере.

Экспериментальная установка включает в себя разрядную камеру и баллон с рабочим газом. Внутри корпуса камеры находится система контактов. Подвижный контакт закреплен на поршне. Движение поршня осуществляется при помощи сжатого газа, который нагнетается в баллон и поступает в камеру после разрыва диафрагмы. В корпусе камеры имеется отверстие для измерения импульсного давления в разрядном объеме. Детальное описание экспериментальной установки представлено в [4, 5].

На рис. 1 показана экспериментальная зависимость нарастания давления, полученная с импульсного датчика давления, расположенного на стенке камеры, при наполнении газом рабочей

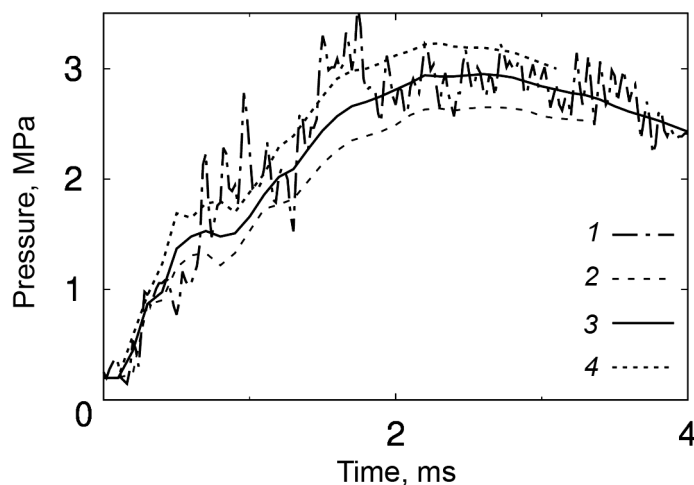


Рис. 1. Экспериментальное (кр. 1) и расчетное давление газа в разрядной камере при давлении наддува 5 (кр. 2), 6 (кр. 3) и 7 МПа (кр. 4)

дугогасительной камеры при давлении наддува 6 МПа. Были проведены расчеты для 5, 6 и 7 МПа. Расчетная кривая для 6 МПа хорошо соответствуют экспериментальной зависимости.

В замкнутом объеме при начальных сверхзвуковых скоростях потока газа возникают его последовательные отражения от внутренних стенок камеры. Вследствие торможения газового потока давление в месте отражения увеличивается, взаимодействие воздуха со стенками приводит к его нагреванию, часть кинетической энергии превращается во внутреннюю энергию газа, возникают отражающие волны. На фронте ударной волны резко меняются параметры потока. Его скорость снижается и становится дозвуковой, давление в потоке и температура газа скачком возрастают. Согласно расчетным данным, описанные физические явления наблюдались в интервале до 1.5 мс. В следующий временной промежуток происходило нагнетание газа в рабочий элемент, давление в камере увеличивалось почти линейно до момента времени начала движения поршня. Далее давление в объеме выравнивалось, скорость потока соответствовала скорости разгона поршня.

В данной модели рассматривается вклад только воздушного амортизатора в торможение. На рис. 2 представлены расчетные зависимости скорости движения поршня с учетом и без учета торможения при давлении наддува 6 МПа, а также значения скорости разгона поршня для шести экспериментальных пусков в зависимости от времени протекания процесса нагнетания воздуха в рабочий элемент. Расчетная скорость движения поршня получается завышенной по сравнению с данными экспериментов. Однако здесь играет роль то, что в эксперименте скорость размыкания контактов измеряется оптопарой на временной базе 1 мс и время регистрации скорости включает в себя участок торможения поршня в конце цикла размыкания контактов, и существенное отклонение, по-видимому, обусловлено задержкой начала движения поршня из-за силы страгивания. Вклад воздушного амортизатора приводит к уменьшению скорости разгона на $\sim 4\%$ к моменту времени 4 мс.

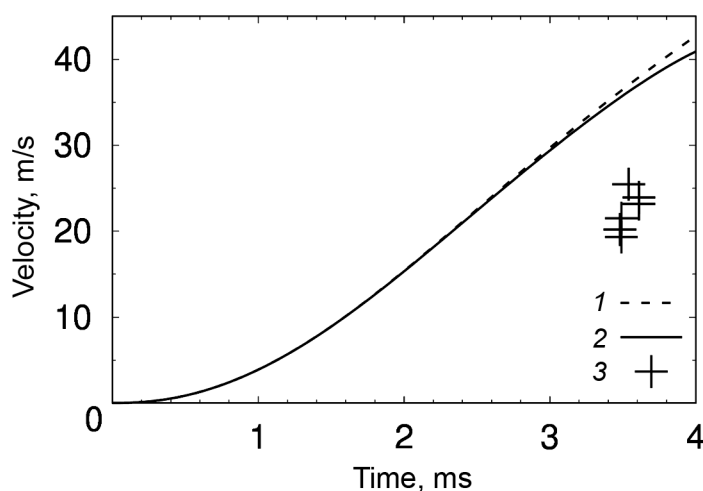


Рис. 2. Расчетная зависимость скорости поршня от времени для давления наддува 6 МПа без (кр. 1) и с учетом (кр. 2) влияния торможения за счет воздушного амортизатора; экспериментальные величины скорости поршня (кр. 3) в различных экспериментах при давлении наддува газа 6 МПа

Заключение

Проведенные расчеты воспроизводят наблюдаемые в экспериментах явления. Течение газа в камере имеет области со сверхзвуковым истечением. Следует отметить близкое соответствие расчетных и экспериментальных величин при давлении наддува 6 МПа. Учет в расчете влияния воздушного амортизатора с обратной стороны поршня приводит к уменьшению скорости размыкания контактов на $\sim 4\%$ к моменту времени 4 мс. Проведенные расчеты использовались при конструировании элементов модельной дугогасящей камеры на стенде, предназначенном для исследования дуговых процессов, эрозии электродов и деградации изоляционных материалов в газовых высоко-точных выключателях тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров А.С., Жуков В.В. // Вестник МЭИ. – 2012. – № 2. – С. 58–66.
2. Игнатов В.В., Мисриханов М.Ш., Шунтов А.В. // Известия Академии наук. Энергетика. – 2009. – № 5. – С. 94–103.
3. Glaubit P., Stangherlin S., Biasse J.M., et al. // Electra. – 2014. – No. 274. – P. 34–39.
4. Budin A.V., Pinchuk M.E., Leontev V.V., et al. // Plasma Phys. Technol. – 2017. – V. 4. – No. 2. – P. 120–123.
5. Будин А.В., Пинчук М.Э., Кузнецов В.Е. и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2017. – № 6. – С. 61–66.
6. OpenFOAM and The OpenFOAM Foundation. [электр. ресурс] <https://openfoam.org/>
7. Куракина Н.К., Пинчук М.Э., Будин А.В. и др. // НТВ СПбПУ. Естественные и инженерные науки. – 2018 (в печати).
8. Swak4foam. [электр. ресурс] <http://openfoamwiki.net/index.php/Contrib/swak4Foam>.

¹ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,

г. Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

г. Санкт-Петербург, Россия

³ ООО «НПК «ЮниЛабс», г. Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Куракина Наталья Константиновна, мл. науч. сотр. ИЭЭ РАН, аспирантка СПбПУ, инженер-исследователь ООО «НПК «ЮниЛабс», e-mail: nkuriee@gmail.com;

Пинчук Михаил Эрнестович, к.т.н., зав. лабораторией ИЭЭ РАН, доцент СПбПУ, директор по науке и технической политике исследователь ООО «НПК «ЮниЛабс», e-mail: pinchme@mail.ru;

Будин Александр Васильевич, к.т.н., зав. лабораторией, e-mail: avbudin@mail.ru;

Смирновский Александр Андреевич, к.ф.-м.н., доцент, e-mail: smirta@mail.ru;

Кузнецов Владимир Евгеньевич, к.т.н., зав. лабораторией, e-mail: vld.kuznetsov@gmail.com;

Киселев Александр Александрович, к.т.н., зам. директора по науке, e-mail: rc@iperas.nw.ru.

N.K. KURAKINA^{1,2,3}, M.E. PINCHUK^{1,2,3}, A.V. BUDIN¹, A.A. SMIRNOVSKY², V.E. KUZNETSOV¹, A.A. KISELEV¹

DISCHARGE CHAMBER GAS DYNAMICS WITH MOVING CONTACT

The arc-quenching discharge chamber filling by working gas is considered at disconnection of contacts. The experimental stand is intended for investigating of arc-quenching processes, erosion of electrodes and degradation of insulating materials in high-current gas breakers. A movable contact is displaced due to the pressure of a supersonic stream of compressed gas. The arc is cooled via transverse gas blowing. For mathematical simulating open package OpenFoam of version 4.1 with the connected library swak4foam was used. Results of calculation of gasdynamics parameters and its comparison with the experimental data are presented at gas pressure in the chamber of 5–7 MPa.

Keywords: numerical simulation, gas dynamics, OpenFOAM, swak4foam, dynamic grid, arc quenching.

УДК 537.5

В.В. ЛИСЕНКОВ^{1,2}, С.Н. ИВАНОВ¹, Ю.И. МАМОНТОВ², И.Н. ТИХОНОВ²**ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НА УБЕГАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ФОРМИРУЮЩЕМСЯ КАТОДНОМ СЛОЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ***

Представлены результаты теоретических исследований генерации убегающих электронов, эмитированных из микронеоднородностей, формирующих локальное усиление электрического поля. Задача решалась моделированием движения электрона в неоднородном электрическом поле методом Монте-Карло в 2D-геометрии. В качестве рабочего газа был взят азот. Обнаружено, что прохождение небольшой по размеру области усиленного поля вблизи микроострия или другой подобной неоднородности может существенно облегчить уход электрона в режим убегания, особенно при давлениях газа свыше 10 атм. По нашему мнению, полученные таким образом убегающие электроны могут создать предварительную ионизацию газовой среды и обеспечить формирование начальной фазы разряда в объемной форме. С другой стороны, в случае формирования самостоятельного объемного разряда в предварительно ионизированной среде убегающие электроны способны инициировать развитие неустойчивостей при формировании катодного слоя, что впоследствии может привести к контракции разряда.

Ключевые слова: убегающие электроны, микронеоднородности на катоде, метод Монте-Карло.

Введение

Явление убегания электронов в газах высокого давления было обнаружено достаточно давно [1]. Тем не менее оно является одной из наиболее интенсивно исследуемых задач в физике импульсного газового разряда. Данное явление может иметь ряд практических применений. Во-первых, это создание электронных ускорителей без фольги, разделяющей вакуумный и газовый объемы, которая является «слабым местом» ускорителей. Во-вторых, это получение электронных пучков пикосекундной длительности [2].

Известно, что уход электрона в режим убегания происходит в том случае, когда электрон, двигаясь в электрическом поле, набирает в среднем энергию больше, чем теряет в результате неупругих столкновений с молекулами газовой среды. Поскольку убегание электронов реализуется при достаточно высоких напряженностях электрического поля [3], которая в разы превышает пробивные значения, то генерация убегающих электронов реализуется в разрядах высокого давления, как правило, в отдельных локальных областях разряда, где на короткое время создаются необходимые условия. Поэтому для получения пучков убегающих электронов обычно используются электродные системы с катодом специальной формы, обеспечивающие значительное усиление электрического поля в прикатодной области [2, 4, 5]. Наиболее полное численное моделирование убегания электронов в подобных системах при высоких давлениях было проведено в [6] и других работах этого коллектива. Аналитические оценки убегания электронов в возникающих областях усиленного электрического поля были выполнены в [3, 7] и ряде других работ. В [8] в условиях однородного электрического поля во всем промежутке было показано, что убегающие электроны регистрируются при давлениях азота до 40 атм. В [9] было показано, что при давлении 4.5 атм в случае плоских электродов возможна генерация убегающих электронов на завершающей стадии формирования катодного слоя, но при давлениях ~ 10 атм убегания электронов в наших расчетах получено не было.

По нашему мнению, подобное расхождение расчетных и экспериментальных результатов объясняется тем, что используемая в расчетах [9] одномерная модель оперирует с усредненными характеристиками слоя. При этом все неоднородности на катоде, в частности микроострия, учитываются с помощью усредненного коэффициента усиления, то есть эмиссия с микроострий однородно распределяется по всей поверхности катода. Подобный подход является не совсем корректным, поскольку не учитывается ускорение электрона в области усиленного поля в окрестности микроострия. Для давлений ~ 1 атм и напряженностей электрического поля в диапазоне 0.01–

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00894).

0.1 МВ/см это не является критичным, поскольку разность потенциалов, приходящаяся на эту область, в лучшем случае, лежит в диапазоне десятков вольт, что практически не прибавляет электрону вероятности в дальнейшем уйти в режим убегания. В этом случае возможность убегания определяется параметрами электрического поля в формирующемся катодном слое. Для давлений ~ 10 атм напряженности поля вблизи катода могут достигать 1–10 МВ/см, и электрон, пройдя область усиленного поля в окрестности микроострия или другой микронеоднородности, может набрать энергию 100–1000 эВ, что делает его переход в режим убегания с последующим ускорением вполне вероятным.

Для проверки данного предположения методом Монте-Карло было проведено моделирование движения электрона в поле микронеоднородности в азоте при различных давлениях с целью точного определения условий ухода электрона в режим убегания.

Описание модели

Традиционной формой микронеоднородности на катоде, способной создавать локальное усиление электрического поля, является микроострие. В нашем случае для моделирования было взято микроострие в форме конуса высотой h и диаметром основания $0.5 h$. Для избежания сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01 h$.

Кроме микроострий на катоде могут присутствовать и другие микронеоднородности, усиливающие электрическое поле. Примером может служить типичная микрофотография участка поверхности катода из экспериментов, проведенных в [8] (рис. 1, а). На фото можно видеть кратеры, обусловленные высокоинтенсивными процессами на катоде. Узкая перемычка между соседними кратерами может также создавать область усиленного поля. Расчет такой структуры достаточно сложен, поэтому для упрощения мы рассмотрели следующую геометрию (рис. 1, б). Два кратера с одинаковыми радиусами R_c разделены узкой перемычкой шириной $2 \cdot r_p$. Для того, чтобы избежать сингулярностей, края кратеров и перемычка были скруглены радиусом $r_p = 0.1$ мкм.

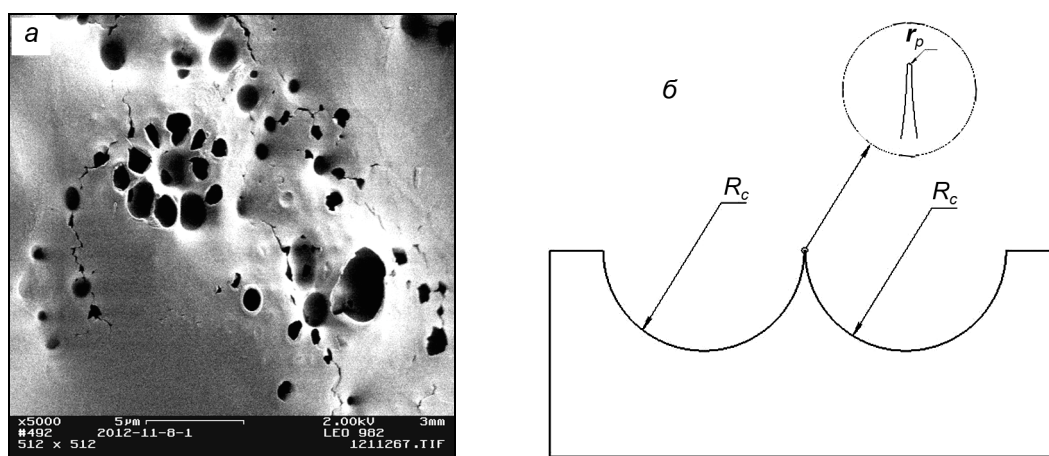


Рис. 1. Микрофотография участка поверхности катода [8]. Фото выполнено О.Р. Тимошковой (а). Упрощенная геометрия, использованная в настоящих расчетах (б)

Наличие вышеуказанных микронеоднородностей на плоской поверхности катода вызывает искажения электрического поля. Поле как вблизи вершины конуса микроострия, так и вблизи перемычки между кратерами существенно усиливается по сравнению со средним значением поля в межэлектродном промежутке. В таких случаях обычно вводится понятие коэффициента усиления поля $K = E/E_m$, где E – локальное значение электрического поля, E_m – среднее значение поля в промежутке, равное $E_m = U/d$, где U – напряжение на межэлектродном промежутке, d – расстояние катод – анод. Для расчета пространственного распределения K использовалось уравнение Лапласа, для решения которого применялся программный пакет ANSYS, имеющийся в распоряжении УрФУ [10].

Полученное двумерное, в случае микроострия, и трехмерное, в случае кратеров, распределение электрического поля использовалось для моделирования движения электрона в пространстве методом Монте-Карло. Для этого применялась разработанная нами программа, написанная на языке C++, учитывающая набор энергии электрона при его движении между столкновениями и

потери в результате неупругих столкновений. При этом характер столкновения (упругое, возбуждение колебательного или электронного уровня, ионизация) разыгрывался с помощью генератора случайных чисел. В качестве газовой среды использовался азот при различных давлениях. Необходимые данные по сечениям были взяты из [11–13]. Программа тестировалась для различных значений однородного электрического поля. Полученные константы ионизации и скорости дрейфа электрона неплохо совпали с данными работы [14].

Результаты расчетов

На рис. 2 показана зависимость средней напряженности электрического поля E_m , при которой электрон, эмиттированный из вершины микроострия (а) или из вершины перемычки между кратерами (б), может перейти в режим убегания.

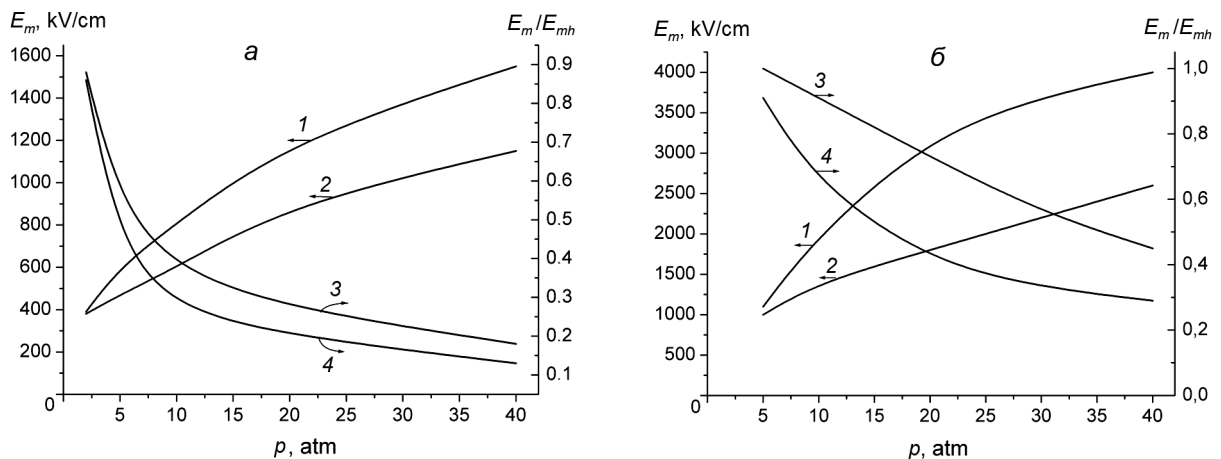


Рис. 2. Зависимости средней напряженности электрического поля E_m , при которой электроны, эмиттированные с поверхности микроострия (а) или из вершины перемычки между кратерами (б), начинают уходить в режим убегания (кр. 1, 2), и отношения этой напряженности к напряженности поля, соответствующей началу убегания при отсутствии микроострий (то есть случай однородного поля) (E_{mh}) (кр. 3, 4) от давления (p): а – кр. 1, 3 – микроострие высотой $h = 10$ мкм, кр. 2, 4 – $h = 20$ мкм; б – кр. 1, 3 – $R_c = 1$ мкм, кр. 2, 4 – $R_c = 10$ мкм

Поскольку такой переход является вероятностным процессом, то за критерий начала перехода мы принимали вероятность больше 1 %. Кривым 1 и 2 соответствуют микроострия с высотой $h = 20$ и 10 мкм (для рис. 2, а) и $R_c = 1$ и 10 мкм (для рис. 2, б) соответственно. Кривыми 3 и 4 на рис. 2 показано отношение E_m/E_{mh} , где E_{mh} – напряженности однородного электрического поля (отсутствие микронеоднородностей) начала убегания электронов с той же вероятностью. Это значение определялось как $E_{mh} = E_{mhp}p$, где p – давление газа, E_{mhp} – приведенное значение однородного электрического поля, при котором электроны начинают уходить в режим убегания. Согласно нашим расчетам, значение $E_{mhp} = 220$ кВ/(см·атм). Следует заметить, что полученное нами значение несколько меньше полученного так же методом Монте-Карло порога убегания в работе [15] (240 кВ/(см·атм)). Это различие, возможно, объясняется разными данными по сечению ионизации.

Видно, что для всех микронеоднородностей уменьшение порога убегания растет с ростом давления и становится заметным, начиная с давлений более 10 атм. Кроме того, при более крупных размерах неоднородности на катоде уменьшение порога убегания становится значительнее. Эту тенденцию иллюстрирует рис. 3, где приведены зависимости E_m от высоты микроострия h для давлений 20 атм (кривая 1) и 10 атм (кривая 2).

Данный результат объясняется тем, что в случае микроострия на вероятность убегания начинает сказываться не только приведенное, но и абсолютное значение напряженности электрического поля. Электрон, вылетев из микроострия, сразу попадает в область резко усиленного поля, быстро спадающего с расстоянием. Эту область он проходит практически без столкновений и приобретает при этом некоторую энергию. Далее он попадает в область меньшего усиления, но более протяженную. Проходя ее, он также ускоряется, но уже с потерями на ионизацию. В итоге, после полного прохождения области усиленного поля энергия электрона должна превысить энергию

максимума сечения ионизации (в случае убегания это основные энергетические потери). Причем чем больше это превышение, тем больше вероятность ухода электрона в режим убегания в среднем поле разрядного промежутка, то есть без усиления.

Сказанное иллюстрирует рис. 4, на котором показана рассчитанная нами зависимость порогового значения приведенной напряженности электрического поля (E/p) от начальной энергии

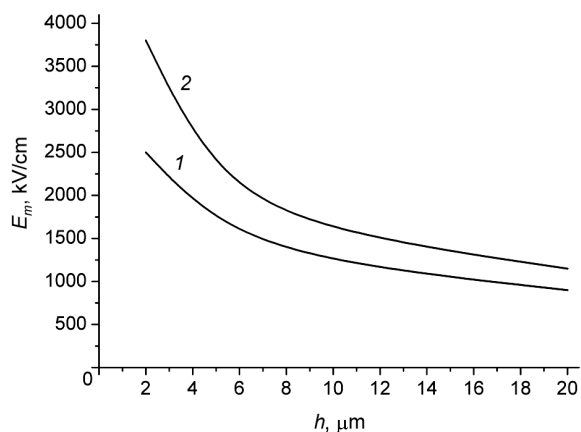


Рис. 3. Зависимости средней напряженности электрического поля E_m ухода электронов в режим убегания от высоты микроострия h : кр. 1 – давление 20 атм, кр. 2 – 40 атм

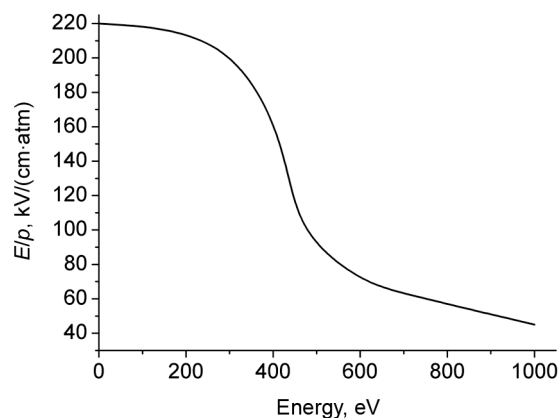


Рис. 4. Зависимость приведенной напряженности однородного электрического поля, при котором электроны начинают уходить в режим убегания, от начальной энергии электрона

электрона, при котором становится возможным уход электрона в режим убегания. Увеличение абсолютного значения напряженности среднего электрического поля в разрядном промежутке и протяженности области локального усиления поля приводит к тому, что электрон после прохождения этой области получает более высокую «начальную» энергию, что облегчает его дальнейший переход в режим убегания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Станкевич Ю.Л., Калинин В.Г. // ДАН СССР. – 1967. – Т. 177. – С. 72.
2. Месяц Г.А., Ялдин М.И. и др. // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – С. 34–51.
3. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 7. – С. 49–82.
4. Месяц Г.А., Коровин С.Д. и др. // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – Вып. 1. – С. 35–44.
5. Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. – 2010. – № 4. – С. 84–87.
6. Shklyayev V.A., Belomyttsev S.Ya., and Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112. – P. 113303.
7. Зубарев Н.М., Иванов С.Н. // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44. – С. 397–406.
8. Ivanov S.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V. 46. – P. 285201.
9. Иванов С.Н., Лисенков В.В. // ЖТФ. – 2010. – Т. 80. – Вып. 1. – С. 54–58.
10. Огородникова О.М. // Информационные технологии в проектировании и производстве. – 2014. – № 2. – С. 30–34.
11. Engelhardt A.G., Phelps A.V., and Risk C.G. // Phys. Rev. – 1964. – V. 135. – P. A1566–1574.
12. Schulz G.J. // Phys. Rev. – 1964. – V. 135. – P. A988–994.
13. Kieffer L.J. and Dunn G.H. // Rev. Mod. Phys. – 1966. – V. 38. – P. 1–35.
14. Phelps A.V. and Pitchford L.C. // Phys. Rev. A. – 1985. – V. 31. – P. 2932–2949.
15. Bakhov K.I., Babich L.P., and Kutsyk I.M. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. – V. 28. – P. 1254–1262.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

V.V. LISENKOV^{1,2}, S.N. IVANOV¹, Yu.I. MAMONTOV², I.N. TIKHONOV²

**THE EFFECT OF THE MICRO-STRUCTURE OF CATHODE SURFACE
ON THE GENERATION OF RUNAWAY ELECTRONS IN A FORMING CATHODE LAYER
OF SELF-SUSTAINED HIGH PRESSURE GAS DISCHARGE**

The paper presents the results of theoretical studies of the generation of runaway electrons emitted from micro-inhomogeneities, which form local amplification of the electric field. The problem was solved by Monte-Carlo method in 2D geometry. Nitrogen and hydrogen were taken as investigated gases. The calculation results showed that the passage through small sized region with amplified electric field near micro-spike or another inhomogeneity could help electrons to transfer into runaway mode, especially at gas pressures above 10 atm. In our opinion, generated runaway electrons can pre-ionize the gas medium and provide the formation of the initial discharge phase in volume form. On the other hand, in the case of the formation of self-sustained volume discharge in a pre-ionized gas, the runaway electrons are able to initiate the development of instability in the forming cathode layer, which can subsequently lead to the contraction of discharge.

Keywords: runaway electrons, micro-inhomogeneities on a cathode, Monte-Carlo method.

УДК 537.523.9

М.И. ЛОМАЕВ, Д.В. БЕЛОПЛОТОВ, В.Ф. ТАРАСЕНКО, Д.А. СОРОКИН

**ФОРМИРОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СТРИМЕРА В АЗОТЕ И ВОЗДУХЕ
В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ СУБМИКРОСЕКУНДНОМ
ФРОНТЕ ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ***

В настоящее время большое внимание уделяется изучению наносекундного пробоя в газах при генерации убегающих электронов. Однако механизм генерации убегающих электронов, который имеет место в стадии пробоя различных газов при атмосферном давлении и длительности фронта импульса десятки-сотни наносекунд, слабо исследован. Приведены результаты экспериментальных исследований пробоя в азоте и воздухе при длительности фронта импульса напряжения ≈ 200 нс и катоде в виде острия. Амплитуда тока пучка убегающих электронов за анодом из сетки в данных условиях составила единицы-десятки миллиампер. С помощью четырехканальной ICCD-камеры было зарегистрировано свечение в промежутке с наносекундным временным разрешением. Установлена корреляция между развитием свечения в промежутке и импульсами тока разряда. Показано, что пробой промежутка происходит за счёт формирования сферического стримера, диаметр которого сравним с размерами межэлектродного промежутка. Определена скорость распространения стримера, которая в азоте составила $0.15\text{--}0.25$ см/нс.

Ключевые слова: высокое напряжение, субмикросекундный фронт, ICCD-камера, сферический стример, убегающие электроны.

Введение

Изучению генерации убегающих электронов в различных газах атмосферного давления в последние годы уделяется большое внимание (см. коллективные монографии [1, 2] и ссылки в них). В большинстве работ для получения пучков убегающих электронов применяются импульсные генераторы высокого напряжения с наносекундным и субнаносекундным фронтом. Это связано с тем, что амплитуда тока пучка убегающих электронов, как правило, увеличивается при сокращении длительности фронта импульса напряжения. С другой стороны, в большинстве используемых электрофизических установок используют импульсы высокого напряжения с длительностью фронта десятки-сотни наносекунд и более. Однако исследованиям генерации убегающих электронов и рентгеновского излучения, возникающего при торможении убегающих электронов, при больших длительностях фронта импульсов напряжения посвящено сравнительно малое число работ [3–13]. Причем, в данных работах исследования динамики развития пробоя в промежутке с наносекундным временным разрешением ранее не проводились. Кроме того, в [5, 6, 11, 13] исследовалась только генерация рентгеновского излучения и измерения проводились в метровых промежутках при амплитудах импульсов напряжения около 1 МВ.

В данной работе, в условиях генерации убегающих электронов, приведены результаты экспериментальных исследований пробоя в азоте и воздухе при длительности фронта импульса напряжения ≈ 200 нс с помощью четырехканальной ICCD-камеры и установлена корреляция между развитием свечения в промежутке и импульсами тока разряда. Отметим, что в наших предыдущих работах [14–16] подобные исследования были проведены для импульсов напряжения с наносекундным и субнаносекундным фронтом.

Экспериментальная аппаратура и методики измерений

Для возбуждения разряда использовался генератор импульсов отрицательной полярности с длительностью фронта импульса ≈ 200 нс и амплитудой ≈ 30 кВ. Острийный катод длиной 5 мм, изготовленный из иглы с радиусом кривизны острия 75 мкм и диаметром основания 1 мм, располагался на расстоянии 8.5 мм от плоского заземленного анода. Разрядная камера заполнялась азотом или воздухом при давлении 0.25, 0.5 и 1 атм. Для регистрации тока разряда и импульсов напряжения использовались соответственно токовый шунт и емкостной делитель напряжения, сиг-

* Данная работа поддержана грантом РФФИ (проект № 18-52-53003_ГФЕН_a).

налы с которых подавались на осциллограф DSO-X 6004A с частотой дискретизации 20 GSa/s. Свечение плазмы в промежутке на стадии формирования и распространения стримера регистрировалось четырехканальной ICCD-камерой HSFC-Pro с минимальной длительностью кадра 3 нс. Длительность экспозиции каналов регистрации C1, C2, C3 выбиралась минимальной, канала C4 – 10 нс. Каналы C1, C2, C3 запускались последовательно друг за другом, канал C4 – с задержкой в 2 нс относительно запуска канала C1 (рис. 1, б). Запуск ICCD-камеры осуществлялся сигналом от генератора запуска с регулируемой линией задержки относительно запуска генератора высоковольтных импульсов. Это обеспечивало возможность запуска канала C1 на 2–3 нс раньше относительно начала процессов ионизации вблизи острия. Для измерения тока пучка электронов в качестве заземленного электрода использовалась сетка, за которой располагался коллектор с временным разрешением ≈ 100 пс.

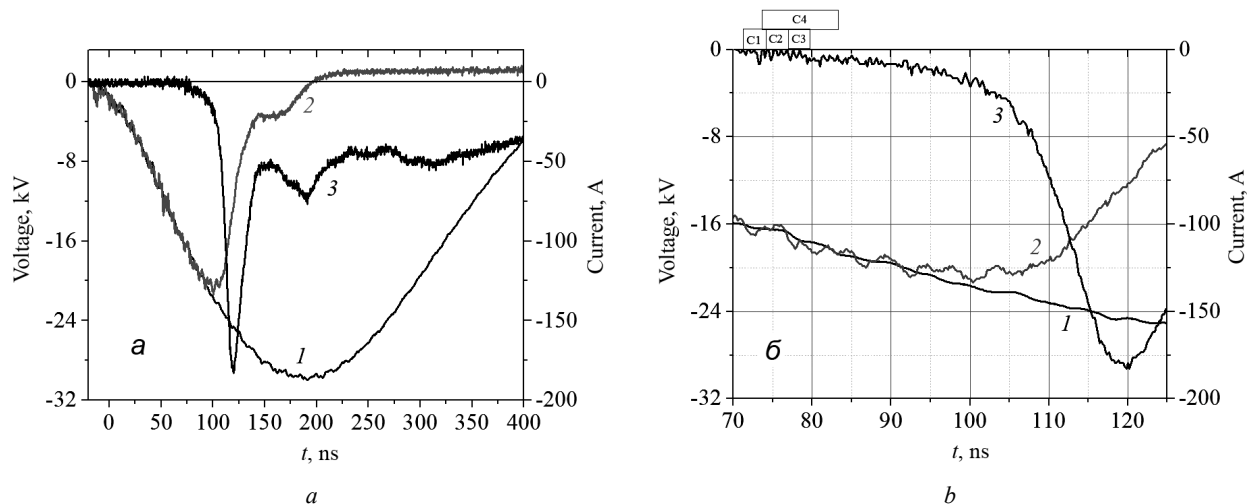


Рис. 1. Осциллограммы импульсов напряжения и тока разряда (а), временная привязка каналов регистрации ICCD-камеры C1, C2, C3, C4 относительно импульсов тока и напряжения (б). Импульсы напряжения в режиме холостого хода (кр. 1), импульсы напряжения (кр. 2) и тока разряда (кр. 3) при пробое в азоте при давлении 1 атм

Результаты и их обсуждение

Импульсы напряжения, тока разряда и свечения в промежутке на предпробойной стадии регистрировались в воздухе и азоте при давлениях 0.25, 0.5 и 1 атм. На рис. 1 и 2 приведены осциллограммы импульсов напряжения и тока разряда, а также свечение разряда в различные моменты времени. Из рис. 2 видно, что при пробое промежутка плазменное образование в форме шара начинает формироваться вблизи острия – в зоне с наибольшей напряженностью электрического поля. С течением времени оно увеличивается в диаметре, сохраняя шаровую форму при распространении приблизительно до половины промежутка. В оставшейся части промежутка плазменное образование имеет форму усеченного конуса. Скорость прохождения стримера меняется по мере его продвижения: наибольшие скорости реализуются в зонах вблизи острия и плоского электрода. Увеличение скорости стримера при приближении к плоскому электроду указывает на увеличение напряженности электрического поля в данной зоне при приближении стримера к плоскому электроду. Средняя скорость стримера при атмосферном давлении азота меняется от импульса к импульсу в диапазоне 0.15–0.25 см/нс.

Диффузная форма разряда, формируемая в разрядном промежутке в результате прохождения стримера (волны ионизации) с большим поперечным размером, сравнимым с межэлектродным расстоянием, через ≈ 100 нс трансформируется в искровую форму. При этом на фоне диффузного разряда от острейного электрода по направлению к плоскому электроду прорастает узкий яркосветящийся канал. Заметный рост тока проводимости и соответственно спад напряжения на промежутке наблюдаются с задержкой более 10 нс относительно момента замыкания промежутка стримером (рис. 1 и 2). Это означает, что в данных условиях формируются вторичные волны ионизации, при прохождении которых в промежутке достигается высокая проводимость, достаточная для спада напряжения на промежутке.

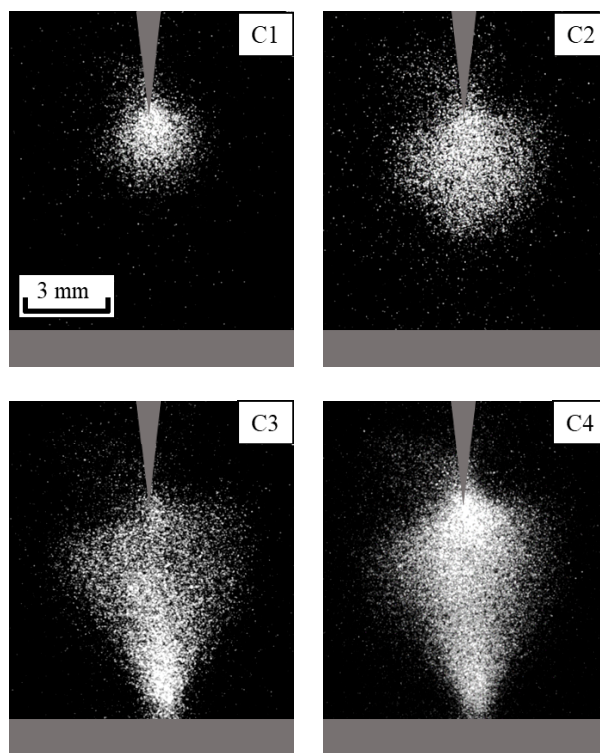


Рис. 2. Свечение в разрядном промежутке при условиях, приведенных на рис. 1

Уменьшение давления азота до 0.5 и 0.25 атм приводит к увеличению скорости прохождения стримеров. Амплитуды тока разряда достигают при указанных давлениях соответственно 450 и 600 А. При этом напряжение пробоя остается практически неизменным. При замене азота воздухом при давлении 1 атм значительных изменений скорости прохождения стримеров и тока разряда не наблюдалось.

Измерение тока пучка убегающих электронов за сетчатым заземленным анодом проводилось при разряде в воздухе при атмосферном давлении. Амплитуда и длительность импульса тока пучка убегающих электронов на полувысоте в данных условиях достигали соответственно единиц-десятков миллиампер и ≈ 120 нс (рис. 3).

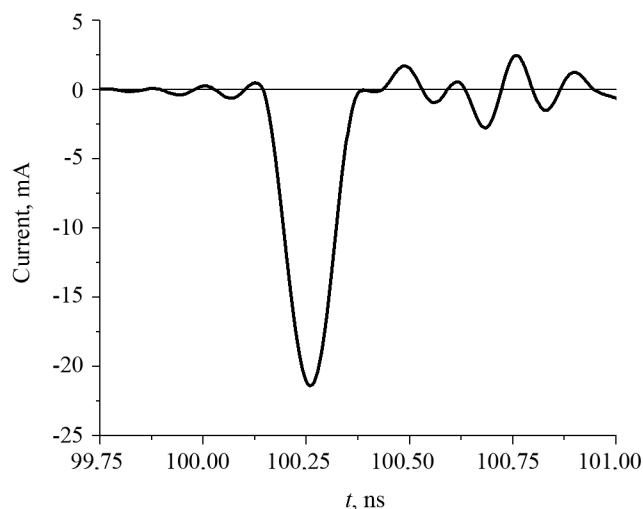


Рис. 3. Ток пучка быстрых электронов за сетчатым анодом. Разряд в воздухе атмосферного давления

Выводы

Методами высокоскоростной съёмки с наносекундным временным разрешением исследована динамика свечения в промежутке острий – плоскость на стадии формирования и распространения стримера в азоте и воздухе при длительности фронта импульса напряжения ≈ 200 нс. Установлено, что в данных условиях пробоя промежутка, при которых наблюдается генерация убегающих электронов, диффузный разряд формируется в форме стримера с поперечным размером, сравнимым с межэлектродным расстоянием. Средние скорости прохождения стримера при атмосферном давлении азота составили 0.15–0.25 см/нс. Обнаружено, что наибольшие величины скорости стримера реализуются в зонах вблизи острия и плоского электрода. Заметное запаздывание спада напряжения относительно момента замыкания промежутка стримером указывает на формирование вторичных волн ионизации, обеспечивающих рост проводимости промежутка. Уменьшение давления азота (воздуха) в диапазоне от 1 до 0.25 атм приводит к увеличению скорости стримера и тока разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges / ed. V.F. Tarasenko. – N.Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2014. – 598 p.
2. Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases. V. I. Techniques and Measurements; V. II. Processes and Applications / ed. V.F. Tarasenko. – N.Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2016.
3. Bosamykin V.S., Karelin V.I., Pavlovskii A.I., and Repin P.B. // Sov. Tech. Phys. Lett. – 1980. – V. 6. – P. 885–888.
4. Loiko T.V. // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. – 1980. – V. 50. – P. 392–393.
5. Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., et al. // J. Geophys. Res. – 2008. – V. 113. – P. D23207.
6. March V. and Montanyà J. // Geophys. Res. Lett. – 2008. – V. 37. – P. L044543.
7. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., and Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 234012.
8. Babich L.P. and Loiko T.V. // Doklady Physics. – 2009. – V. 54. – P. 479–482.
9. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., et al. // New J. Phys. – 2011. – V. 13. – P. 113035.
10. Rybka D.V., Andronikov I.V., Evtushenko G.S., et al. // Atmospheric and Oceanic Optics. – 2013. – V. 26. – P. 449–453.
11. Kochkin P.O., van Deursen A.P.J., and Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – P. 025205.
12. Kostyrya I.D. and Tarasenko V.F. // Plasma Phys. Rep. – 2015. – V. 41. – P. 269–273.
13. Oreshkin E.V., Barenholtz S.A., Chaikovsky S.A., and Oreshkin V.I. // Phys. Plasmas. – 2015. – V. 22. – P. 123505.
14. Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., and Tarasenko V.F. // Russ. Phys. J. – 2017. – V. 60. – No. 8. – P. 1308–1313.
15. Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Sorokin D.A., and Lomaev M.I. // JETP Lett. – 2017. – V. 106. – No. 10. – P. 653–658.
16. Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Tarasenko V.F., and Sorokin D.A. // JETP Lett. – 2018. – V. 107. – No. 10. – P. 636–642. (In Russian).

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Ломаев Михаил Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: lomaev@loi.hcei.tsc.ru;

Белоplotов Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., науч. сотр.;

Тарасенко Виктор Федотович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией;

Сорокин Дмитрий Алексеевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.

M.I. LOMAEV, D.V. BELOPLOTOV, V.F. TARASENKO, D.A. SOROKIN

FORMATION OF A NEGATIVE STREAMER IN NITROGEN AND AIR IN A NON-UNIFORM ELECTRIC FIELD AT SUBMICROSECOND FRONT OF VOLTAGE PULSE

Currently, much attention is paid to the investigation of high-voltage nanosecond breakdown at conditions of runaway electrons generation. However, the mechanism of generation of runaway electrons, realized in the phase of breakdown, at atmospheric pressure of various gases and durations of the voltage pulse front of tens of hundreds of nanoseconds, remains poorly studied. In this paper, the results of the experimental study of the breakdown in nitrogen and in air in a sharply inhomogeneous field are given for a duration of the voltage pulse front ≈ 200 ns. The experimental study is based on recordings by high-speed four-channel ICCD camera time-resolved light emission profiles and their complete correlation to voltage and current waveforms. It was found that at conditions under study a diffuse discharge is realized due to formation of a spherical streamer. Its diameter is comparable with an interelectrode distance. The mean propagation speed in nitrogen was registered to be of 0.12–0.28 cm/ns. Amplitude of a runaway electron beam current registered behind a mesh anode was found to be of ones-tens mA.

Keywords: *high-voltage, submicrosecond front, ICCD camera, spherical streamer, runaway electrons.*

УДК 533.9.08

Е.В. ОРЕШКИН^{1,2}

КРИТИЧЕСКАЯ ЛАВИНА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ*

Наблюдаемые в грозовой атмосфере земли вспышки рентгеновского и гамма-излучения обычно связывают с генерацией в электрических атмосферных полях убегающих электронов (УЭ). Предполагается, что в высотных разрядах, которые наблюдаются в грозовой атмосфере, основную роль играют лавины убегающих электронов, инициируемые космическими лучами. С помощью трехмерных численных расчетов исследованы закономерности развития и определены параметры критических лавин. Показано, что в воздухе при условиях, характерных для грозовых атмосферных разрядов, число электронов в критической лавине УЭ может достигать величины порядка 10^{18} частиц.

Ключевые слова: убегающие электроны, газовый разряд.

Введение

В прошлом столетии в грозовых атмосферных разрядах [1] были зарегистрированы вспышки рентгеновского и гамма-излучения, наличие которых связывалось с генерацией в электрических атмосферных полях убегающих электронов (УЭ). В 1992 г. [2] был предсказан эффект, получивший название «пробой на убегающих электронах» (ПУЭ). Предполагается, что именно ПУЭ реализуется в высотных атмосферных разрядах [3], которые наблюдаются в грозовой атмосфере в 10–50 км от уровня Земли. В развитии ПЭУ основную роль играют лавины убегающих электронов, инициируемые космическими лучами [3]. Для развития в атмосфере Земли ПУЭ необходимо существование электрических полей с напряженностью выше некоторой пороговой величины $E > E_{th}$. В атмосфере на уровне моря пороговая напряженность электрического поля составляет $E_{th} \approx 2.8$ кВ/см [3], что сравнимо с напряженностью электрического поля, обычно измеряемой внутри грозы.

Экспоненциальную длину нарастания лавины УЭ можно оценить с помощью следующего выражения [4]:

$$l_a \approx \frac{mc^2}{eE} \ln \left(\frac{2mc^2}{J} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{E}{E_{cr}}} \right), \quad (1)$$

где J – средняя энергия неупругих потерь в газе. В воздухе, в котором наиболее представительным газом является азот, значение $J \approx 80$ эВ.

Увеличение числа УЭ в лавине может привести к тому, что поле объемного заряда становится сравнимым с внешним электростатическим полем. Такая ситуация аналогична так называемому лавинно-стримерному переходу в обычных электронных лавинах [5]. В последних лавинно-стримерный переход происходит при прохождении лавиной расстояния $l^{cr} \approx \frac{1}{\alpha} \ln N^{cr}$, где α – коэффициент ионизации Таунсенда; N^{cr} – число электронов в критической лавине.

В случае лавины УЭ также можно определить расстояние, пройденное лавиной до ее перехода в критическую:

$$l_{es}^{cr} \approx l_a \ln N_{es}^{cr}, \quad (2)$$

где N_{es}^{cr} – число УЭ, при котором поле объемного заряда становится сравнимо с внешним полем. В работе [1] сделаны оценки величины N_{es}^{cr} , которые показывают, что для условий, характерных для грозовых атмосферных разрядов, число электронов в критической лавине УЭ может достигать 10^{17} – 10^{18} частиц.

* Работа поддержана грантом РФФИ № 16-38-60199.

В данной работе с помощью численных расчетов, в которых моделировался процесс ускорения электронов под действием постоянной электростатической силы, исследуются закономерности развития лавин убегающих электронов в воздухе и определяются параметры критической лавины убегающих электронов (КЛУЭ).

Модель

При моделировании лавин УЭ использовалась трехмерная численная модель, основанная на методе Монте-Карло. Основным уравнением модели являлось уравнение, описывающее изменение импульса, которое решалось для каждого электрона:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \mathbf{F}(\varepsilon_k) - (\Delta\mathbf{p})_{\text{el}}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/\sqrt{1-v^2/c^2}$ – импульс электрона; \mathbf{v} – его скорость; $(\Delta\mathbf{p})_{\text{el}}$ – изменение импульса при упругих столкновениях с молекулами воздуха; $\mathbf{F}(\varepsilon_k)$ – сила торможения. Методика моделирования лавин УЭ подробно описана в [6, 7].

В расчетах вычислялись различные величины, усредненные по ансамблю частиц, методология этого усреднения описана в работе [1]. Вычислялись следующие характеристики лавины: положение радиус-вектора центра лавины $\mathbf{R}_{\text{av}} \equiv \{X_{\text{av}}, Y_{\text{av}}, Z_{\text{av}}\}$; положение радиус-вектора центра ионного облака $\mathbf{R}_{\text{cl}} \equiv \{X_{\text{cl}}, Y_{\text{cl}}, Z_{\text{cl}}\}$; размеры лавины вдоль (Δ_{\parallel}) и поперек (Δ_{\perp}) направления электрического поля; средние скорости и средняя кинетическая энергия электронов лавины; экспоненциальная длина l_a и время τ_a нарастания лавины. Кроме того, вычислялось электрическое поле объемного заряда, создаваемого электронами лавины и ионным облаком, напряженность которого в точке $\mathbf{R} \equiv \{x, y, z\}$ равна

$$\mathbf{E}^{\text{ch}}(\mathbf{R}) = -eN_{\text{ch}} \sum_{i=1}^{N_{\text{cp}}} \frac{\mathbf{R}^i - \mathbf{R}}{|\mathbf{R}^i - \mathbf{R}|^3} + eN_{\text{ch}} \sum_{i=1}^{N_{\text{cp}}} \frac{\mathbf{R}_{\text{ion}}^i - \mathbf{R}}{|\mathbf{R}_{\text{ion}}^i - \mathbf{R}|^3}, \quad (4)$$

где $\mathbf{R}^i \equiv \{x^i, y^i, z^i\}$ – радиус-вектор i -го убегающего «электрона» (крупной частицы); $\mathbf{R}_{\text{ion}}^i$ – радиус-вектор i -го «иона»; N_{cp} – число крупных частиц; N_{ch} – число электронов (или ионов) в крупной частице.

Как отмечалось выше, лавина УЭ достигает критической длины, когда поле, создаваемое объемным зарядом, становится одного порядка величины с внешним полем. Наибольших значений напряженность поля объемного заряда достигает на линии $\mathbf{R}_{\text{av}} - \mathbf{R}_{\text{cl}}$, соединяющей между собой центры лавины УЭ и ионного облака, которая практически параллельна оси z . Момент достижения оценивался в соответствии с неравенством

$$\frac{1}{2(Z_{\text{av}} - Z_{\text{cl}})} \int_{(1.5Z_{\text{cl}} - 0.5Z_{\text{av}})}^{(1.5Z_{\text{av}} - 0.5Z_{\text{cl}})} E_z^{\text{ch}} dz \geq E, \quad (5)$$

то есть интеграл в левой части (5) брался возле средней точки между центром лавины и центром ионного облака $z = 0.5(Z_{\text{av}} + Z_{\text{cl}})$ на расстояниях $\pm|Z_{\text{av}} - Z_{\text{cl}}|$ от этой средней точки.

Результаты численных расчетов и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов поля объемного заряда в КЛУЭ при напряженности внешнего электрического поля $|E| = 5$ кВ/см при давлении воздуха $p = 0.25$ атм (рис. 1) и $p = 0.5$ атм (рис. 2). На этих рисунках показано распределение поля вдоль оси z , которое имеет обратное направление по отношению к направлению внешнего электрического поля. Ось z приблизительно совпадает с линией $\mathbf{R}_{\text{av}} - \mathbf{R}_{\text{cl}}$, соединяющей между собой центры лавины УЭ и ионного облака, на которой напряженность поля объемного заряда достигает наибольших значений. За начало координат на рис. 1 и 2 принято положение средней точки между центром лавины УЭ и

центром ионного облака $0.5(Z_{av} + Z_{cl})$. Положения центров лавины и ионного облака показаны на рисунках вертикальными пунктирными линиями.

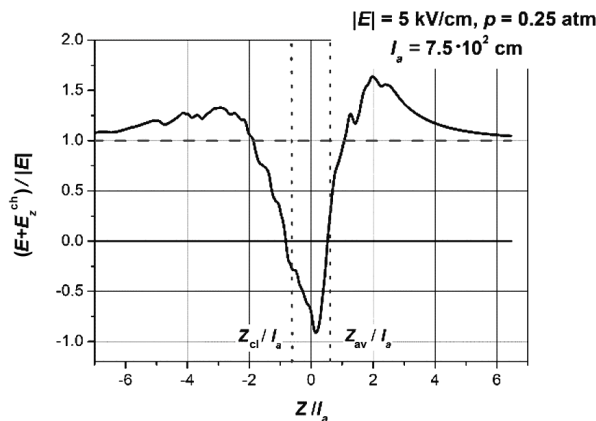


Рис. 1. Пространственное распределение аксиальной компоненты суммарного электрического поля $E + E_z^{ch}$ при напряженности внешнего электрического поля $|E| = 5$ кВ/см и при давлении воздуха $p = 0.25$ атм

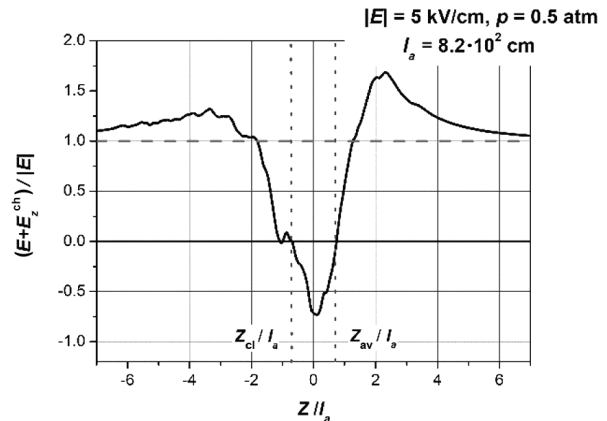


Рис. 2. Пространственное распределение аксиальной компоненты суммарного электрического поля $E + E_z^{ch}$ при напряженности внешнего электрического поля $|E| = 5$ кВ/см и при давлении воздуха $p = 0.5$ атм

Как видно из рис. 1 и 2, поле объемного заряда усиливает внешнее поле впереди лавины УЭ (справа на рис. 1 и 2) и в пространстве за ионным облаком (слева на рис. 1 и 2). Между лавиной и ионным облаком поле объемного заряда ослабляет внешнее поле, причем абсолютные значения напряженности поля объемного заряда максимальны как раз на этом промежутке. Ясно, что усиление поля перед лавиной может привести к появлению электронов с аномально большой энергией. В свою очередь, ослабление поля должно приводить к остановке экспоненциального роста числа УЭ. Расчетная длина лавины вдоль оси z может быть оценена как $L_{av} \approx 2\Delta_{||}$, где $\Delta_{||}$ есть среднеквадратичное отклонение аксиальных координат частиц от центра лавины. Как показывают расчеты, весь отрезок L_{av} попадает в область ослабленного поля, то есть в КЛУЭ большая часть электронов перестает ускоряться, ускоряется лишь небольшая часть электронов из хвоста распределения перед фронтом лавины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Parks G.K., Mauk B.H., Spiger R., and Chin J. // *Geophys. Res. Lett.* – 1981. – V. 8. – No. 11. – P. 1176–1179.
2. Gurevich A.V., Milikh G.M., and Rousseldupre R. // *Phys. Lett. A.* – 1992. – V. 165. – No. 5–6. – P. 463–468.
3. Гуревич А.В., Зыбин К.П. // *УФН.* – 2001. – Т. 171. – Вып. 116. – С. 1177–1199.
4. Oreshkin E.V. et al. // *Phys. Plasmas.* – 2017. – V. 24. – No. 10. – P. 103505.
5. Мик Д., Крэгс Д. *Электрический пробой в газах.* – М.: Мир, 1960.
6. Орешкин Е.В. и др. // *Письма в ЖТФ.* – 2012. – Т. 38. – Вып. 13. – С. 17–26.
7. Oreshkin E.V. et al. // *Phys. Plasmas.* – 2015. – V. 22. – No. 12. – P. 123505.

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева, г. Москва, Россия

² Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

*E.V. ORESHKIN^{1,2}***CRITICAL RUNAWAY ELECTRON AVALANCHE**

The X-ray and gamma-ray flares observed in the thunderstorm atmosphere of the earth are usually associated with the generation of runaway electrons (RE) in electric atmospheric fields. It is assumed that in avalanche discharges, which are observed in a thunderstorm atmosphere, the main role is played by avalanche of RE, initiated by cosmic rays. In this paper, using the three-dimensional numerical calculations, the development regularities are investigated and the parameters of the critical avalanches are determined. It is shown that in air under conditions characteristic of thunderstorm atmospheric discharges, the number of electrons in the critical avalanche of RE can reach values of the order of 10^{18} particles.

Keywords: *runaway electrons, gas discharge.*

УДК 537.5

С.Я. БЕЛОМЫТЦЕВ¹, А.А. ГРИШКОВ¹, В.А. ШКЛЯЕВ^{1,2}, В.В. РЫЖОВ^{1,2}**ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА
НА ТОК И НАПРЯЖЕНИЕ В ДИОДЕ***

Построена аналитическая модель, которая связывает значение тока в цепи и напряжения на диоде со скоростью движения волны ионизации от катода к аноду при пробое газового промежутка в осесимметричной постановке. Показано, что напряжения, которые измеряются в продольном и поперечном направлениях (U_{\perp} и U_{\parallel}) при движении волны ионизации, могут существенно отличаться, и это отличие тем выше, чем выше скорость движения волны ионизации. Данный эффект необходимо учитывать при анализе процессов в субнаносекундном импульсном пробое в сильнонеоднородном электрическом поле, поскольку он может приводить к существенному отличию измеряемого напряжения от реализуемого в диоде. Аналитическая модель построена на основе законов сохранения заряда и преобразований Лоренца для напряженностей электрических полей и координат.

Ключевые слова: газовый разряд, волна ионизации, коаксиальная линия, плазменный канал, преобразования Лоренца.

Введение

В работах [1, 2] при исследовании пробоя газового диода с сильнонеоднородным электрическим полем высказывались предположение о наличии существенного тока в цепи, сравнимого с током зарядки линии до замыкания промежутка анод – катод проводящим каналом. Было показано, что на стадии формирования проводящего канала (при движении волны ионизации) напряжение между катодом и анодом не достигает напряжения холостого хода. Это связывалось с наличием существенного тока в цепи диода до начала стадии замыкания промежутка проводящим каналом. В этих же работах было показано, что этот ток практически не зависит от длины межэлектродного промежутка в рассматриваемых условиях и сделано предположение о том, что его величина должна зависеть от скорости движения волны ионизации, которая определяется предыонизацией газа пучком убегающих электронов и наработкой проводимости в предыонизованном газе. В [3, 4] проводились оценки величины этого тока для плоского случая. Наличие этого тока связывается с высокой скоростью движения волны ионизации. В работах [2–5] показано, что эта скорость может достигать значений до 10^{10} см/с. Очевидно, что столь высокие скорости движения волны ионизации могут приводить к существенному падению напряжения на диоде, что скажется на параметрах пучка убегающих электронов, предыонизации газа, развитии пробоя и как итог – форме разряда. Целью данной работы является определение зависимости тока в цепи и напряжения на диоде при пробое газового промежутка от скорости движения волны ионизации в осесимметричной геометрии.

Теория

Для построения теоретической модели рассмотрим геометрию диода (рис. 1), которая использовалась в [1]. Пусть имеется вакуумный диод, который представлен отрезком коаксиальной линии, а его правая часть открыта или отнесена на достаточно большое расстояние. Пусть в этом диоде с катода с постоянной скоростью v распространяется проводящий канал с идеальной проводимостью.

В реальных условиях проводимость этого канала имеет конечное значение и определяется как сортом газа, так и внешними условиями (напряжением, током пучка убегающих электронов, геометрией диода). Однако в работах [2, 5] показано, что формируемый плазменный канал в схожих условиях обладает достаточно высокой проводимостью, так как падение напряжения на плазменном канале незначительно по сравнению с напряжением на диоде. Поэтому предположение об идеальной проводимости канала является адекватным приближением. В данной постановке рост

* Работа выполнена в рамках госзадания ИСЭ СО РАН № 0366-2016-0007.

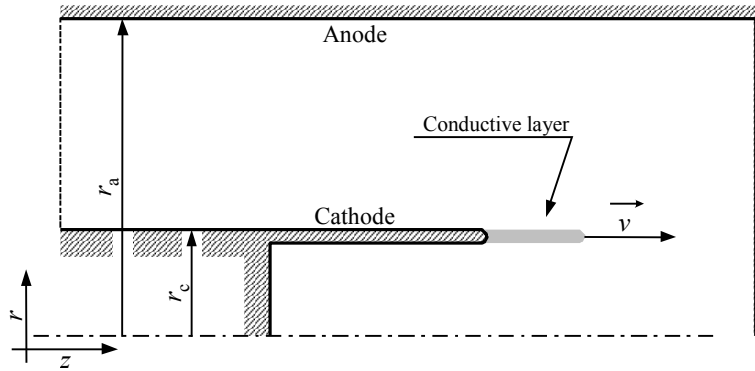


Рис. 1. Схема коаксиального диода с магнитной изоляцией с движущимся катодом

проводящего канала (что соответствует движению волны ионизации и росту проводящего канала при пробое газонаполненного диода) является нагрузкой для рассматриваемой коаксиальной линии. Пусть слева в линию подается бегущая волна с напряжением U_0 и током I_0 . В холостом ходе после отражения волны от края катода мы получим напряжение в линии $U_{idle} = 2U_0$ и ток в линии $I_{idle} = 0$. Сопротивление линии и ток в ней определяются соотношениями:

$$\rho = \frac{2 \ln \frac{r_a}{r_c}}{c}, \quad I_0 = \frac{U_0}{\rho}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме; r_a и r_c – радиусы анода и катода соответственно.

В однородной по плотности заряда части линии запишем теорему Гаусса, связывающую поток напряженности электрического поля через замкнутую поверхность цилиндра длиной l с электрическим зарядом внутри этой поверхности:

$$2\pi r l \cdot E_r = 4\pi q = 4\pi \sigma l, \quad E_r = \frac{2\sigma}{r}, \quad (2)$$

где σ – погонная плотность заряда на катоде; q – заряд в этой части линии; E_r – r -компонента напряженности электрического поля.

Напряжение в линии U_{\perp} вычисляется как интеграл:

$$U_{\perp} = \int_{r_c}^{r_a} E_r dr = 2\sigma \ln \frac{r_a}{r_c}. \quad (3)$$

Ток в однородной по плотности заряда части линии с катодом, движущимся со скоростью v , $I = \sigma v$. Сопротивление нагрузки линии R с движущимся катодом из (3) и (1)

$$R = \frac{U_{\perp}}{I} = \frac{2\sigma \ln \frac{r_a}{r_c}}{\sigma v} = \rho \frac{c}{v}. \quad (4)$$

В линии с движущимся катодом $R \neq \rho$, что объясняется наличием отраженной от торца движущегося катода волны, напряжение и ток в которой обозначим за U_1 и током I_1 :

$$U_1 = I_1 \cdot \rho, \quad (5)$$

а напряжение и ток в линии определяются как

$$U_{\perp} = U_0 + U_1, \quad I = I_0 - I_1. \quad (6)$$

Тогда из (5), (6), (1) и (4) имеем

$$U_{\perp} = U_0 + I_1 \rho = U_0 + (I_0 - I) \rho = U_0 + \left(\frac{U_0}{\rho} - \frac{U_{\perp}}{R} \right) \rho = 2U_0 - U_{\perp} \frac{\rho}{R}. \quad (7)$$

Из (7) и (4)

$$U_{\perp} = \frac{2U_0 R}{R + \rho} = \frac{2U_0}{1 + \frac{v}{c}}. \quad (8)$$

Для тока в линии из (4), (8) и (1) имеем

$$I = \frac{U_{\perp}}{R} = \frac{2U_0}{R + \rho} = \frac{2I_0 \rho}{R + \rho} = \frac{2I_0}{1 + \frac{c}{v}}. \quad (9)$$

Обозначим за U_{\parallel} разность потенциалов вдоль оси Z от торца катода до бесконечности, тогда

$$U_{\parallel} = \int_{z_c}^{\infty} E_z dz$$

для инерциальной системы отсчета, связанной с движущимся со скоростью v катодом.

Преобразования Лоренца для напряженностей электрического поля и интервалов расстояния по координатам R и Z определяют следующие соотношения:

$$E_r = \frac{E_r'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad dr = dr', \quad E_z = E_z', \quad dz = dz' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

где E_r' и E_z' – напряженности электрического поля, а r' и z' – координаты в движущейся системе координат. Тогда напряжения в покоящейся системе координат

$$U_{\perp} = \frac{U_{\perp}'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad U_{\parallel} = U_{\parallel}' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (10)$$

Отметим, что в движущейся системе координат $U_{\parallel}' = U_{\perp}'$, тогда

$$U_{\parallel} = U_{\perp} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right). \quad (11)$$

Отличие U_{\parallel} от U_{\perp} в покоящейся системе координат связано с высокой скоростью движения проводящего канала, сравнимой со скоростью света. Подставив (8) в (11), получим выражение для U_{\parallel} :

$$U_{\parallel} = 2U_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right). \quad (12)$$

На рис. 2 приведены графики зависимостей продольного U_{\parallel} и поперечного U_{\perp} напряжений и тока в линии I от скорости движения катода, полученные из соотношений (12), (8) и (9). Из рис. 2 видно, что при покоящемся катоде ($v = 0$) напряжение в линии равно напряжению вдоль оси Z : $U_{\parallel} = U_{\perp} = 2U_0$, а ток в линии $I = 0$, что соответствует режиму холостого хода. Если скорость катода близка к скорости света, мы имеем согласованную нагрузку с напряжением и током в линии, равным напряжению и току в падающей волне: $U_{\perp} = U_0$ и $I = I_0$, что означает, что электромагнитная волна не испытывает отражения от края катода. В таком случае $U_{\parallel} = 0$, так как электромагнитная волна не опережает торец катода.

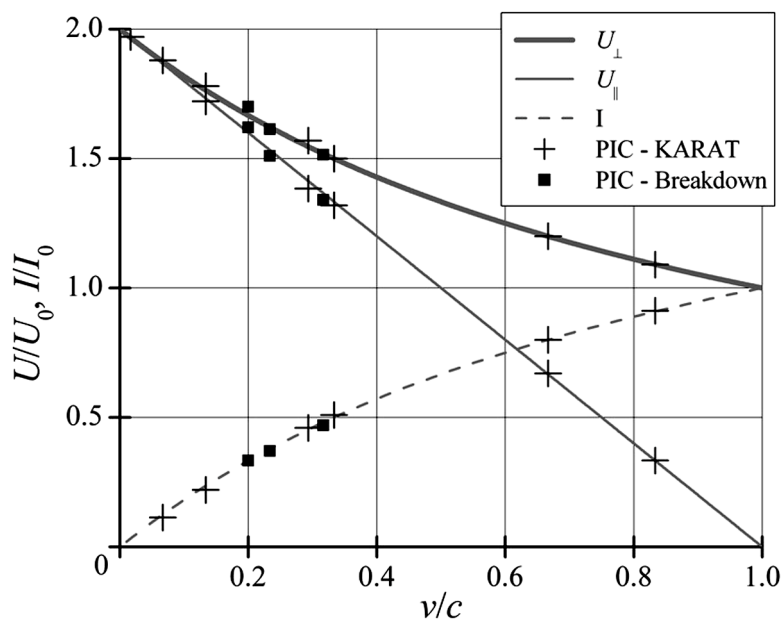


Рис. 2. Зависимости напряжения в линии (жирная линия), напряжения на диоде (тонкая сплошная линия) и тока диода (пунктирная линия) от скорости движения катода. «+» – численное моделирование PIC-кодом KARAT, «■» – численное моделирование PIC/MC-кодом хооріс

Выводы

Таким образом, построена аналитическая модель, связывающая скорость движения волны ионизации и роста проводящего канала вдоль оси симметрии с током и напряжением на диоде. Показано, что при движении катода U_{\perp} и U_{\parallel} могут существенно отличаться. Это отличие тем выше, чем выше скорость движения катода. При этом если скорость движения канала стремится к скорости света, то $U_{\perp} = U_0$, а $U_{\parallel} = 0$, что соответствует бегущей волне в бесконечной линии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Belomyttsev S.Ya., Grishkov A.A., Shklyayev V.A., and Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 123. – P. 043309.
2. Shklyayev V.A., Baksht E.K., Belomyttsev S.Y., et al. // J. Appl. Phys. – 2015. – V. 118. – P. 213301.
3. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., et al. // Tech. Phys. – 2010. – V. 55. – No. 2. – P. 210–218.
4. Tarasenko V.F., Beloplotov D.V., and Lomaev M.I. // Plasma Phys. Rep. – 2015. – V. 41. – No. 10. – P. 832–846.
5. Shklyayev V.A., Belomyttsev S.Y., and Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112. – P. 113303.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Беломытцев Святослав Яковлевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. лаб. теоретической физики;

Гришко Антон Андреевич, мл. науч. сотр. лаб. теоретической физики;

Шкляев Валерий Александрович, мл. науч. сотр. лаб. теоретической физики ИСЭ СО РАН, инженер НИ ТПУ, e-mail: shklyayev.valery@gmail.com;

Рыжов Виктор Васильевич, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. лаб. теоретической физики ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ.

S.Ya. BELOMYTTSEV¹, A.A. GRISHKOV¹, V.A. SHKLYAEV^{1,2}, V.V. RYZHOV^{1,2}

EFFECT OF THE IONIZATION WAVE VELOCITY ON THE CURRENT AND VOLTAGE OF A GAS-FILLED DIODE

We present an analytical model which relates the diode current and voltage to the ionization wave velocity from cathode to anode in an axisymmetric statement. The model shows that the voltages cross- and lengthwise the diode can differ greatly and that the difference increases as the wave moves faster. This effect should be taken into account when analyzing subnanosecond pulsed breakdowns in a highly inhomogeneous electric field, otherwise a large discrepancy is possible between measured and actual diode voltages. The analytical model is based on charge conservation laws and Lorentz transforms for electric field strengths and coordinates.

Keywords: *gas discharge, ionization wave, coaxial line, plasma channel, Lorentz transforms.*

УДК 535.37

*С.А. СТЕПАНОВ, Д.Т. ВАЛИЕВ, В.Д. ПАЙГИН, В.А. ВАГАНОВ, А.М. ШРАЙБЕР, П.Д. ЖВАКИНА***ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЛЮМИНОФОРА YAG: Ce, BaF₂ И КЕРАМИКИ***

Порошки люминофора Y₃Al₅O₁₂ (YAG), легированные Ce³⁺, были синтезированы твердофазным методом с добавлением BaF₂. Керамические образцы спекали из полученного порошка люминофора YAG: Ce, BaF₂. Изучены морфологические, фотолюминесцентные свойства и кинетические характеристики затухания люминесценции полученных люминофоров и керамики. Анализ кинетики затухания люминесценции исследуемых образцов показывает, что время затухания в люминофорах и керамике различно.

Ключевые слова: люминофор YAG: Ce, BaF₂, керамика, люминесценция, кинетические характеристики.

Введение

С каждым годом исследование люминесцентных материалов находит все новые сферы применения в областях физики высоких энергий, ядерной медицины, геофизики, в мониторинге биологических объектов и окружающей среды, создании энергоэффективных источников света [1]. Предъявляемые требования к таким материалам, связанные с прогрессом в области сверхкоротких мощных лазеров, новых источников света, применением ионизирующего излучения для медицинской диагностики и терапии, стимулируют исследования по разработке материалов с улучшенными эксплуатационными свойствами, поиску новых перспективных люминесцентных материалов.

Наиболее эффективными источниками света в настоящее время являются светодиодные (СД) [2], УФ или «синее» излучение которых преобразуется люминофором в излучение видимого диапазона света. Величина физического предела световой отдачи СД белого света наполовину определяется преобразованием излучения люминофором в видимое. Поэтому повышение эффективности люминофора-преобразователя энергии в видимое излучение является одним из основных направлений развития источников света, экономии электроэнергии, создания комфортной световой среды, использования в технике, технологиях.

Неорганические люминофоры, применяемые большинством производителей, являются модифицированными вариантами иттрий-алюминиевого граната, активированного трехвалентным церием (YAG: Ce³⁺). Спектр люминесценции таких люминофоров характеризуется максимальной длиной волны в диапазоне 530–560 нм.

Эффективность белого СД, количественная и качественная, в значительной степени зависит от геометрии размещения слоя люминофора. В случае использования люминофоров на органической основе проблем формования и повышенного нагрева не возникает, однако данные люминофоры не слишком долговечны и плохо переносят высокие плотности возбуждения, чтобы использоваться в мощных промышленных и бытовых осветительных установках. С другой стороны, в технологиях на основе неорганических люминофоров изготавливают компаунд (полимерный композит, состоящий из готового люминофора, органической основы и стабилизирующих добавок), который затем наносят на поверхность кристалла. Такой подход существенно усложняет и удорожает процесс получения излучающего прибора. Кроме того, наличие органических ингредиентов приводит к снижению светоотдачи, а высокие температуры, необходимые для полимеризации, негативно сказываются на светотехнических характеристиках светодиода [3]. Стоит не забывать – неорганические люминофоры значительно нагреваются при работе (не менее 25 % от потока возбуждения преобразуется в тепло), что ведет к деградации полимера (вплоть до его разрушения) и, следовательно, в лучшем случае, спаду люминесценции, в худшем – к выходу из строя.

Одним из последних направлений в области технологии преобразования излучения при изготовлении белых СД является использование люминесцирующей керамики. Используя в качестве преобразователя излучения люминесцентную керамику, можно достаточно точно ранжировать светодиоды по цветовой температуре. Это возможно благодаря гораздо более точному дозированию

* Эксперименты проводились в рамках Программы развития Национального исследовательского Томского политехнического университета по проекту ведущих университетов мира 5-100 (Проект № ВИУ-ОМ-205/2018).

нию количества люминофора. Другое преимущество керамических материалов заключается в том, что это позволит получать светодиоды с высокой однородностью цвета и повышенной временной стабильностью.

Очевидно, процессы в керамических материалах при радиационном воздействии отличаются от протекающих в хорошо изученных кристаллических материалах. В связи с этим растет интерес к исследованиям электронных процессов передачи энергии возбуждения (оптического и радиационного) активным центрам в таких материалах [4–7]. Поэтому понимание механизмов релаксационных процессов в керамических материалах, непосредственно взаимодействующих с ионизирующим излучением в составе оптико-электронных приборов, является ключевым для разработки и создания новых материалов с заданными люминесцентными свойствами. Рекомбинационные процессы в конечном итоге будут определять световой выход излучающих сред, деградационную стойкость оптических материалов. Это открывает возможности управления свойствами оптических материалов путем создания эффективных каналов безызлучательной или излучательной передачи энергии к различным центрам свечения на этапе разработки новых радиационно-стойких или радиационно-чувствительных материалов, прогнозирования изменения их свойств при экстремальных воздействиях. Возникает необходимость исследования процессов передачи энергии в веществах между ионами активаторами различных типов. Очевидно, размерные эффекты будут вносить существенный вклад в процессы обмена энергией и процессы дефектообразования при радиационном воздействии, что особенно важно для сцинтилляционных и оптических материалов.

Целью данной работы является исследование спектрально-кинетических характеристик люминофоров YAG:Ce , BaF_2 и керамик, изготовленных на их основе.

Методика исследований и образцы

Люминофор был синтезирован методом высокотемпературного твердофазного синтеза в восстановительной атмосфере. Данный метод требует повторных циклов нагревания при высокой температуре до 1600 °С для усиления взаимной диффузии и достижения однородного однофазного сплава. Все реагенты были химически чистыми Al_2O_3 (99.99 %), Y_2O_3 (99.99 %), CeO_2 (99.99 %). Более подробно процедура, используемая для синтеза, описана в [8]. Для изготовления образцов светопропускающей керамики был использован синтезированный люминофор.

Формование порошка осуществляли методом холодного статического одноосного прессования в стальных пресс-формах на автоматическом прессе ИП-500 АВТО («ЗИПО», Россия).

В результате был получен керамический образец цилиндрической формы, высотой 1.1 мм, диаметром 11.5 мм, пропускающий свет. Механическая обработка поверхности образца проводилась при помощи шлифовально-полировальной системы EcoMet 300 Pro («Buehler», Германия) с применением алмазных суспензий MetaDi («Buehler», Германия).

Исследование морфологических характеристик синтезированного люминофора и керамики проводили путем анализа микрофотографий, полученных на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) (JEOL, JSM-7500FA).

Регистрация интегральных спектров свечения осуществлялась оптоволоконным спектрометром AvaSpec-3648 (спектральный диапазон 200–1100 нм). Для возбуждения люминесценции использовался СД ($\lambda_{\text{возб}} = 447$ нм, FWHM – 20 нм, поток 16 мВт/см²). Время интегрирования составляло 1 с. Также были измерены кинетические характеристики затухания люминесценции люминофора и керамики при возбуждении излучением чипа с $\lambda_{\text{возб}} = 452$ нм. Длительность импульса излучения чипа при импульсном питании составляла 30 нс. Регистрация люминесценции осуществлялась через монохроматор МДР-204 ФЭУ «Hamamatsu 10720-20» осциллографом Tetronix DPO-3033. Временное разрешение системы составляет 2 нс.

Результаты и их обсуждение

Анализ СЭМ-изображений исследуемого люминофора, некоторые из которых представлены на рис. 1, а, показал, что YAG:0.06Ce -порошок, приготовленный с 0.05 вес. % BaF_2 , явно состоит из нерегулярных и сильно агрегированных частиц. По данным лазерной дифракции, частицы имеют размеры от 0.2 до 2 мкм, а размер агломератов частиц достигает 200 мкм (рис. 1, б).

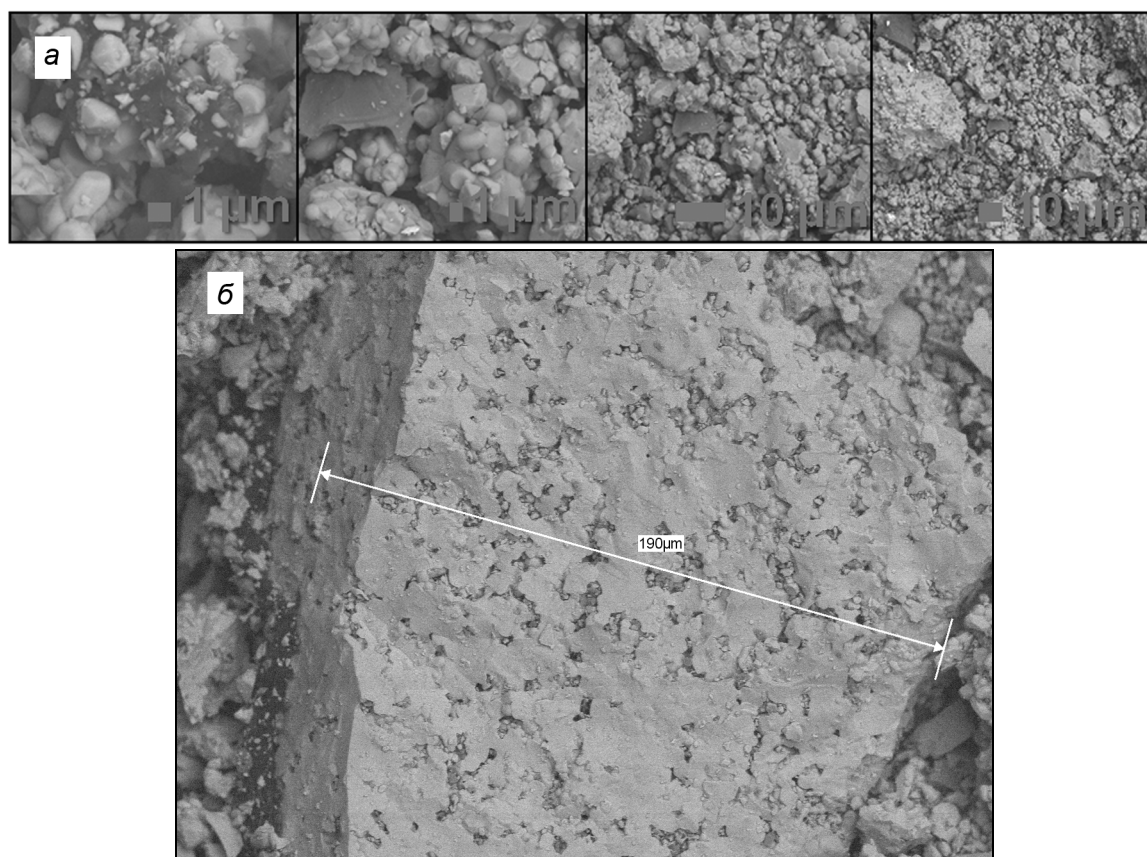


Рис. 1. СЭМ-изображения синтезированного люминофора

В спектре фотолюминесценции (рис. 2, а) при возбуждении СД ($\lambda_{\text{ex}} = 447$ нм) образца люминофора и керамики регистрируются выраженные пики на 440 и 540 нм. Можно отметить, что для синтезированной керамики характерна несколько большая интенсивность люминесценции.

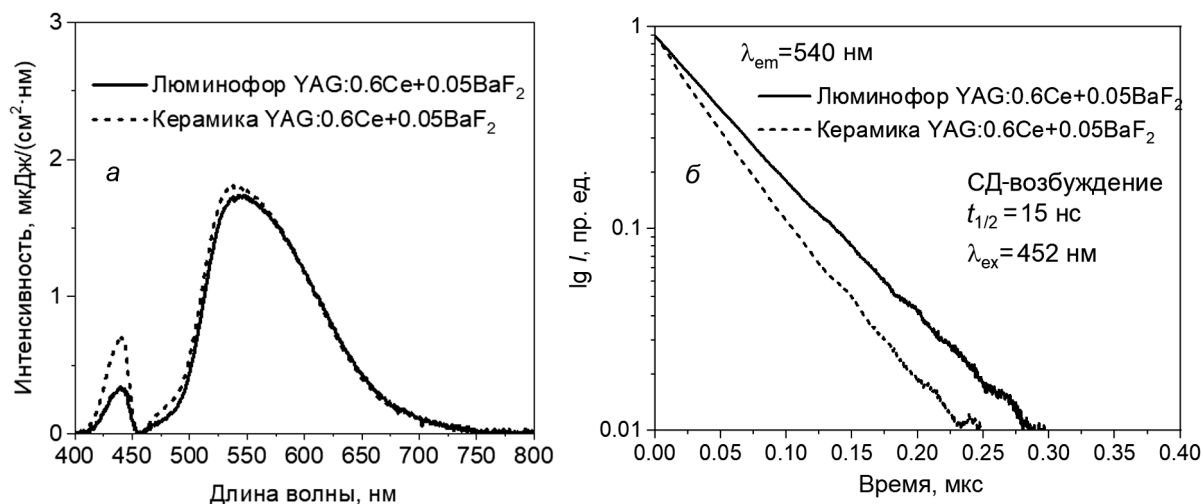


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (а) и кинетика затухания люминесценции (б) для синтезированного люминофора и керамики

На рис. 2, б приведена измеренная кинетика затухания люминесценции для люминофора и керамики. Как правило, в литературе приводятся данные по времени затухания при возбуждении высокоэнергетическими фотонами (возбуждение излучением лазера наносекундной длительности) и электронами. Так, по данным [9], в полосе 3.0 эВ при возбуждении 266 нм лазерным импульсом нанокристаллы YAG:Ce регистрируют две компоненты в кинетике затухания люминесценции с временами жизни $\tau_1 \approx (4 \pm 3)$ нс и $\tau_2 \approx (17 \pm 5)$ нс. В нашем случае в качестве источника возбуждения

использовалось излучение синего чипа с длительностью импульса 30 нс, что не позволило зарегистрировать более быстрые этапы релаксации свечения (рис. 2).

Представленные кинетики затухания люминесценции удовлетворительно описываются одной экспоненциальной функцией. Характеристическое время затухания для люминофора составило (60 ± 2) нс, а для керамики (48 ± 2) нс.

Заключение

Из полученных результатов было выявлено, что при синтезе керамики на основе YAG:Ce , BaF_2 спектр фотолюминесценции не меняется. Однако наблюдается рост интенсивности люминесценции.

Анализ кинетики затухания люминесценции исследуемых образцов показал, что время затухания люминесценции в керамике значительно ниже, чем в люминофоре аналогичного состава.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nikl M. and Yoshikawa A. // *Adv. Opt. Mater.* – 2015. – V. 3. – P. 463–481.
2. Chitnis Dipti, Thejokalyani N., Swart H.C., and Dhoble S.J. // *Renewable and Sustainable Energy Rev.* – 2016. – V. 64. – P. 727–748.
3. Luo X., Hu R., Liu S., and Wang K. // *Prog. Energy and Combustion Sci.* – 2016. – V. 56. – P. 1–32.
4. Mori M., Xu J., et al. // *J. Ceram. Soc. Jpn.* – 2016. – V. 124. – P. 569–573.
5. Pisarska J., Kos A., Soltys M., et al. // *J. Non-Cryst. Solids* – 2014. – V. 388. – P. 1–5.
6. Sun X., Ye Zi-Piao, Zhang Zhi-Jun, et al. // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2015. – V. 98. – P. 781–787.
7. Zaman F., Rooh G., Srisittipokakun N., et al. // *Rad. Phys. Chem.* – 2016. – V. 130. – P. 158–163.
8. Valiev D., Han T., Vaganov V., and Stepanov S. // *J. Phys. Chem. Solid.* – 2018. – V. 116. – P. 1–6.
9. Pankratov V., Grigorjeva L., Millers D., and Chudoba T. // *Rad. Measur.* – 2007. – V. 42. – P. 679–682.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Степанов Сергей Александрович, к.ф.-м.н., ассистент отделения материаловедения, e-mail: stepanovsa@tpu.ru;

Валиев Дамир Талгатович, к.ф.-м.н., ассистент отделения материаловедения;

Пайгин Владимир Денисович, инженер отделения материаловедения;

Ваганов Виталий Андреевич, инженер отделения материаловедения;

Шрайбер Анастасия Михайловна, студент отделения материаловедения;

Жвакина Полина Дмитриевна, студентка отделения материаловедения.

S.A. STEPANOV, D.T. VALIEV, V.D. PAYGIN, V.A. VAGANOV, A.M. SCHREIBER, P.D. ZHVAKINA

LUMINESCENT PROPERTIES OF PHOSPHORS YAG:Ce , BaF_2 AND CERAMICS

$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG) phosphor powders doped with Ce^{3+} were synthesized by solid state reaction method with the addition of BaF_2 . Ceramic samples were sintered from obtained YAG:Ce,BaF_2 phosphor powder. Morphological, photoluminescent properties and decay characteristics of YAG:Ce,BaF_2 phosphor powders and ceramics were studied. The luminescence decay kinetics analysis of the investigated samples is shown that the decay time in phosphors and ceramics is different in visual spectral range.

Keywords: *YAG: Ce, BaF_2 phosphor, ceramics, luminescence, kinetic characteristics.*

UDC 539.21

G.A. MELNIKOV, S.G. EMEL'YANOV, N.M. IGNATENKO, V.G. MELNIKOV, O.A. MANZHOS

THE STRUCTURAL PROPERTIES OF DISORDERED CONDENSED MEDIUM IN THE FRAMEWORK OF A CLUSTER MODEL

Within the framework of the cluster model of the structure of disordered condensed media using the Erlang mathematical function, the two-parameter distribution function according to the number of particles contained in their structure is constructed. The obtained function makes possible to determine the most probable, mean and mean a square number of particles in a cluster and to trace the dependence of these quantities on the parameters of the state of matter. Using Mie potential with the effective depth of the potential well, it can be possible to calculate the radius of the cluster containing the most probable number of particles and the packing coefficient of particles in its structure. It shows that clusters containing the number of particles coinciding with one of the Fibonacci numbers are the most stable. Such clusters are called "Fibonacci clusters".

Keywords: cluster model, Erlang function, structural properties, Mie potential, cluster radius, packing factor, Fibonacci numbers.

The structure of disordered condensed media is determined mainly by the short-range order parameters, which characterizes the nearest neighbors (one coordination series), the average distance to the nearest neighbors (the radius of the first coordination sphere), the atomic packing factor, and the energy of pair interaction between the particles. Clusters in the structure of disordered media formed mainly from particles of the first coordination sphere, and as a result of density fluctuations in the medium, distributing clusters from the results of particles in their composition, which can describe the Erlang mathematical distribution, the probability density for which will be

$$f(Z) = \frac{\lambda^m}{(m-1)!} Z^{m-1} \cdot e^{-\lambda Z}, \quad (1)$$

where m, λ – distribution parameters.

Following the formal mathematical statistics [1, 2], relation (1) makes it possible to determine the most probable number of particles in a cluster corresponding to the maximum value of the function and is given by

$$\hat{Z} = (m-1)/\lambda = (m-1)\theta, \quad (2)$$

the average number of particles in the cluster:

$$\bar{Z} = \int_0^\infty Z \cdot f(Z) dZ = \frac{m!}{(m-1)! \lambda} \frac{1}{\lambda} = \frac{m}{\lambda} = m\theta, \quad (3)$$

the mean square value of the number of particles in the cluster will be calculated according to the formula

$$\bar{\bar{Z}} = \sqrt{\bar{Z}^2} = \frac{\sqrt{m(m+1)}}{\lambda} = \sqrt{m(m+1)} \cdot \theta. \quad (4)$$

The probability density of the distribution function makes it possible to calculate the configuration component of the cluster entropy

$$S = - \int_0^\infty f(Z) \ln f(Z) dZ. \quad (5)$$

According to the developed cluster model of a fluid structure, the interaction between free, randomly moving molecules for which the velocity distribution is determined by Maxwell's distribution and cluster formation in a liquid occurs due to an elastic collision, therefore, according to formulas (2) and (4), the condition

$$\frac{\bar{\bar{v}}^2}{\hat{v}^2} = \frac{\bar{\bar{Z}}}{\hat{Z}} = \frac{\sqrt{m(m+1)}}{m-1} = \frac{3}{2}, \quad m = 3.94 \approx 4. \quad (6)$$

where \bar{v}^2 , \hat{v}^2 – rms and the most probable speeds.

To describe the interaction of particles in a cluster system, a power-law potential Mie is used with the effective depth of the potential well [3, 4]:

$$\varphi(r_{ij}) = C_{ij} \varepsilon_{\text{eff}} \left[\left(\frac{\sigma_0}{r_{ij}} \right)^n - \left(\frac{\sigma_0}{r_{ij}} \right)^m \right], \quad (7)$$

$$C_{ij} = \frac{n}{(n-m)} \left(\frac{n}{m} \right)^{\frac{m}{n-m}},$$

$$\sigma_0 = \left(\frac{m}{n} \right)^{\frac{1}{n-m}} R_1, \quad (8)$$

where R_1 – the radius of the first coordination sphere; σ_0 – the diameter of the sphere simulating the atom or molecule; $n > m$ – integers that can take values from 1 to 30.

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_0 + \left(\frac{\bar{Z} - 1}{\bar{Z} + 1} \right)^2 kT = \varepsilon_0 + kT \cdot \tanh^2(x), \quad (9)$$

where $x = \frac{1}{2} \ln(\bar{Z})$ – the order parameter that establishes the relationship between the average number of particles in the cluster and the argument of the hyperbolic tangent.

Using the relation (3) for the average number of particles in the cluster and relation (9), we define the second parameter of the probability density function (1) for the distribution of clusters with respect to the number of particles in their structure

$$\lambda = \theta^{-1} = m \exp(-2x). \quad (10)$$

The most probable number of particles in the cluster corresponds to the maximum value of the function and is given by

$$\hat{Z} = 3/\lambda = \frac{3}{4} \exp(\rho_*), \quad (11)$$

where ρ_* – the reduced to the critical density of the medium.

The cluster radius is determined by the number of particles in its structure and is calculated by the formula

$$R_{\text{Clust}} = R_1 \cdot \sqrt{\hat{Z}}. \quad (12)$$

The particle packing factor in the cluster system will be

$$\eta_{\text{Clust}} = \frac{3}{4} \left(\frac{\hat{Z} - 1}{\hat{Z} + 1} \right)^2. \quad (13)$$

The proposed model of the structure of disordered condensed medium and the system of basic relations of this model (1) – (5) makes possible to calculate the cluster component of the total entropy and the isochoric heat capacity of the substance, predict the acoustic properties of the medium and determine the structural properties of the most probable cluster in the structure disordered condensed medium. With the help of the proposed model, it is possible to distinguish in the structure special clusters – Fibonacci clusters associated with the formation of "magic" clusters.

Indeed, according to the proposed relation (1), the number of particles in a cluster can be any integer, but according to the Zeckendorf theorem [6], any such number can be represented as a sum of nonadjacent Fibonacci numbers. The Fibonacci series is formed according to the scheme [7, 8]:

$$F_n = 0, 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, 89, 144, \dots,$$

$$F_0 = 0, \quad F_1 = F_2 = 1, \quad F_n = F_{n-2} + F_{n-1},$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{F_n}{F_{n-1}} = \Phi = 1.6180339... \quad (14)$$

Assuming that the minimal cluster in a condensed medium consists of two particles – it is a dimer and acts as the generator of a number of the most stable clusters in a medium with the use of Zeckendorf theorem, we obtain "Fibonacci clusters" with the number of particles:

$$Z_{\text{mag}} = 7, 13, 19, 23, 26, 29, 32, 34, 43, 46, 49, 55, 61, 64, 71, 74, 81, 87, ... \quad (15)$$

Noted that the numbers $Z_{\text{mag}} = 13, 55, 147 (144 + 3), \dots$ are Fibonacci numbers and coincide with the numbers necessary to fill the three shells of the icosahedron ($N = 1, 2, 3, \dots$) [11]

$$Z_{\text{mag}} = 1 + \sum_{x=1}^N (10x^2 + 2) = \frac{1}{3} (10N^3 + 15N^2 + 11N + 3). \quad (16)$$

For a centered hexagon configuration, the relation giving another series of "magic" numbers, whose value coincides with some numbers from the series (9) for the most stable clusters [12]

$$Z_{\text{mag}} = 3N^2 + 3N + 1. \quad (17)$$

It is possible to use various geometric constructions, each of which gives its own number of "magic" numbers, some of which coincide with the experimentally found mass spectroscopic method with the number of particles in the most stable clusters [12]. It is not possible to completely recover a series of numbers (15) using geometric models.

In this paper, a method for predicting the number of particles in the most stable clusters on the basis of the Zeckendorf theorem is proposed. The formula for the formation of "magic" clusters on the basis of the Fibonacci series, taking into account the addition of two consecutive Fibonacci numbers not close to each other and relations (13) and (14)

$$Z_{\text{mag}} = 2(1 + \Phi)F_i, \quad (18)$$

$$Z_{\text{mag}} = 7, 19, 46, 61, 91, \dots \quad N = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$$

where F_i – generating Fibonacci number.

In the case of the fusion of three clusters with the number of particles from the Fibonacci series, formula (18) takes the form

$$Z_{\text{mag}} = (1 + \Phi^2 + \Phi^4)F_i = (5\Phi + 4)F_i. \quad (19)$$

By changing the generating Fibonacci number, using the relations (18) and (19) and the similar, one can completely reconstruct the numerical series (16) with an error particle that describes the number of particles in the most stable cluster systems in the structure of condensed media.

In the structure of disordered condensed media, density fluctuations result in the formation of cluster systems with a number of particles, which is determined by two parametric Erlang distributions, which makes it possible to calculate the most probable number of particles in a cluster and trace its dependence on the state parameters of the substance.

Experimental methods of mass spectroscopy reveal the existence of the most stable clusters in cluster systems, with the number of particles forming a "magic" series of numbers. The paper shows that this series consists of either Fibonacci numbers or numbers composed of Fibonacci numbers according to the Zeckendorf theorem.

REFERENCES

1. Kobzar A. I. Applied Mathematical Statistics. – Moscow: Fizmat, 2006. – 816 p.
2. Melnikov G. A., Melikhov Y. F., Verveiko N. V., and Verveiko M. V. // Vestnik MGTU. N.E. Bauman. Series "Natural Sciences". – 2008. – No. 2 (29). – P. 16–23.
3. Melnikov G., Emelyanov S., Ignatenko N., et al. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2017. – V. 168(1). – P. 012021.
4. Melnikov G. A. // Phys. Solid States. – 2018. – V. 60. – No. 5. – P. 1000–1004.
5. Melnikov G. A., Ignatenko N. M., Melnikov V. G., et al. // J. Nano- and Electron. Phys. – 2015. – V. 7. – No. 54(2). – P. 04087 (3 p.).
6. Zeckendorf E. // Bull. Soc. Royale Sci. Liege. – 1972. – V. 41. – P. 179–182.
7. Harne S. // Int. J. Contemporary Math. Sci. – 2014. – V. 9. – P. 553.
8. Melker A. I. // Mater. Phys. Mech. – 2012. – V. 3. – P. 85–116.

9. Echt O., Sattler K., and Recknagel E. // *Phys. Rev. Lett.* – 1981. – V. 47. – P. 1121.
10. Echt O., Kandler O., Leisner T., et al. // *J. Chem. Soc., Faraday Trans.* – 1990. – V. 86. – P. 2411–2415.
11. Mc Clurg R.B. and Flagan R.C. // *J. Chem. Phys.* – 1995. – V. 102. – No. 8. – P. 3321–3330.
12. Teo B.K. // *Inorg. Chem.* – 1985. – V. 24. – P. 4545–4558.

South-West State University, Kursk, Russia

Article submitted June 18, 2018

Melnikov Gennady Alexandrovich, PhD, Senior Researcher, e-mail: melnikovga@mail.ru;

Emelyanov Sergey Gennadievich, Ph.D., Professor, e-mail: rector@swsu.ru;

Ignatenko Nikolay Mikhailovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, e-mail: inmkstu@bk.ru;

Melnikov Vitaly Gennadievich, Engineer, e-mail: melnikovga@mail.ru;

Manzhos Olga Alexandrovna, Graduate Student, e-mail: olga.apalkova@list.ru.

UDC 539.21

G.A. MELNIKOV

CLUSTERS OF FIBONACCI IN THE STRUCTURE OF CONDENSED MEDIUM

The article is devoted to the study of cluster systems in the structure of the disordered condensed medium, the discovery of the patterns of formation and decay of clusters and methods for predicting the spectroscopic properties of liquids in the far infrared region of the spectrum. Several schemes for the formation of cluster systems in the structure of liquids identified, which lead to the formation of stable clusters with a number of particles that coincide with the number of particles in the "magic" clusters determined by mass spectroscopic experiments. It is shown that the formation and decay of cluster systems in liquids accompanied by radiation in their Raman spectra, and the radiation frequencies corresponding to the maximum of the spectral bands are proportional to the square root of the Fibonacci numbers.

Keywords: cluster, interaction potential, Fibonacci numbers, Lindemann test, Raman spectra.

Cluster systems in condensed media (liquids and vapors crystals close to the melting temperature, quasicrystals, and solid solutions) differ by a great variety, classified by size and composition, internal structure, energy characteristics. The Cambridge database contains data on the configurations and energy characteristics for various cluster systems. From the variety of clusters, it is possible to select a special class of clusters, called Fibonacci clusters, which differ by a number of characteristics of the composition and internal structure. The number of particles in clusters can be random, though, according to the Tsekenorff theorem, every integer number can be represented as a sum of numbers from the Fibonacci sequence, moreover numbers from this series standing side by side are never used, and the Fibonacci set of numbers is unique.

Fibonacci clusters are the most probable in the structure of the disordered condensed medium, and the number of particles in them coincides with the numbers of the preliminary Fibonacci series:

$$F_n = 0, 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, 89, 144, \dots, \quad F_0 = 0, \quad F_1 = F_2 = 1, \quad F_n = F_{n-2} + F_{n-1},$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{F_n}{F_{n-1}} = \Phi = 1.6180339... \quad (1)$$

In the space of coordination spheres, the structure of a Fibonacci cluster is a system of concentric consecutive coordination spheres, the radii of which are proportional to the square root of the consecutive series of Fibonacci numbers [4]:

$$R_n = R_{\text{dim}} \sqrt{p F_n}, \quad (2)$$

where $R_{\text{dim}} = R_1$ – the distance between the particles in the dimer; F_n – the Fibonacci numbers; $p = 1, 2, 3$ – the natural series of numbers.

The core of such a cluster is a thin or thick "golden" parallelogram whose vertices contain atoms (or centers of mass of molecules) that form dimers – the bound state of two particles of matter.

The Lindemann fusion criterion of Fibonacci clusters determined by the value of the "golden section" $\Phi = 1.6180339$, does not depend on the nature of the interaction between the particles and amounts to 0.136. According to the Lindemann criterion at the melting temperature of the crystal T_m , the RMS amplitude $\sqrt{\langle \Delta r_m^2 \rangle}$ of the thermal vibrations of atoms reaches a certain critical value, constituting a constant fraction δ_L of the interatomic distance r_c for various crystals [5]:

$$\delta_L = \left[\frac{\langle \Delta r_m^2 \rangle}{r_c^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

The change in the amplitude of the vibrational motions of the central atom in the first coordination sphere is possible at the expense of free space in this sphere and is determined by the nature and character of the forces of interatomic interaction. To describe the interaction of particles in the first coordination sphere, use the power-law Mi potential in the form [6]

$$\varphi(r_{ij}) = C_{ij} \varepsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma_0}{r_{ij}} \right)^n - \left(\frac{\sigma_0}{r_{ij}} \right)^m \right], \quad (4)$$

$$C_{ij} = \frac{n}{(n-m)} \left(\frac{n}{m} \right)^{\frac{m}{n-m}},$$

$$\sigma_0 = \left(\frac{m}{n} \right)^{\frac{1}{n-m}} R_1, \quad (5)$$

where R_1 – the radius of the first coordination sphere; σ_0 – the diameter of the sphere modeling the atom; $n > m$ – in the general case, integers.

For the radii of successive coordination spheres based on formulas (2) and (5), obtain

$$R_1 = \left(\frac{n}{m} \right)^{\frac{1}{n-m}} \sigma_0 \sqrt{pF_i}, \quad (6)$$

The distance between two successive coordination spheres in Fibonacci clusters with a quasicrystalline structure, in this case, will be determined by the formula

$$R_{ij} = \left(\frac{n}{m} \right)^{\frac{1}{n-m}} \sigma_0 (\sqrt{\Phi} - 1) \sqrt{pF_i}. \quad (7)$$

Having determined the critical value of the mean-square amplitude of the thermal vibrations of atoms during melting as $\sqrt{\langle \Delta r_m^2 \rangle} = \frac{1}{2} \Delta R_{ij}$. The Lindemann melting criterion for such clusters, taking into account formulas (2), (6) and (7), will be

$$\delta_L = \frac{1}{2} (\sqrt{\Phi} - 1) = 0.13601... \approx \frac{\sqrt{\pi}}{13}. \quad (8)$$

For noble gas crystals, the Lindemann parameter ranges from $\delta_L = 0.1018$ (Xe), $\delta_L = 0.1023$ (Ar, Kr) to $\delta_L = 0.1160$ (Ne) [7, 8] and depends on the parameters of the crystal state – the temperature and the pressure [8]. For metals in the crystalline state, the values for the Lindemann parameter of crystals with an fcc lattice $\delta_{L,FCC} = 0.15 - 0.16$ and for the bcc crystals lattice $\delta_{L,BCC} = 0.18 - 0.19$ are given in [9]. The similar data are given in [10], however, the values of the Lindemann parameter for different crystal lattices are different: $\delta_{L,FCC} = 0.22$, $\delta_{L,BCC} = 0.18$. For nano-sized particles, the Lindemann criterion calculated by the methods of molecular dynamics has values close to the values of the corresponding bulk materials [11].

Fibonacci clusters with the number of particles in the series (1) are the most stable in the structure of the condensed medium, as indicated by experimental data on the mass spectroscopy of cluster flows of various substances [12]. The interaction of Fibonacci clusters of different composition leads to the formation of new cluster systems, which eventually again represent Fibonacci clusters. The merging of two Fibonacci clusters can occur according to the scheme [1–3]:

$$F_{n+2} + F_{n-2} = F_n + F_n + F_n = 3F_n. \quad (9)$$

As a result, a cluster with a particle number equal to a triple Fibonacci number formed, but such cluster is unstable and breaks up into three identical Fibonacci clusters. For example, the most probable number of particles in an argon cluster near the melting point is, therefore, according to formula (9), it is necessary to write $F_{n+2} = 21$; $F_{n-2} = 3$; $F_{n+2} + F_{n-2} = 3F_n = 24$. A cluster with a particle number of 24 is not among the most stable clusters from the data of mass spectroscopic experiments [12] and splits into three identical Fibonacci clusters.

The merging of four or more Fibonacci clusters simultaneously has a small probability, however, it is easy to obtain a scheme for implementing such a process by generalizing (9) and presenting it in the form

$$F_{n-2} + F_n + F_{n+2} = 4F_n,$$

$$F_{n-2} + F_n + F_n + F_{n+2} = 5F_n \text{ etc.} \quad (10)$$

Each of the schemes for the formation of clusters (10) leads to a constant "golden" section, so they are a function of a pair impact and a merger of clusters. If $F_n = 8$, then $F_{n-2} + F_n + F_{n+2} = 4F_n = 32$. A cluster with a particle number of 32 is, according to mass spectroscopy, a "magic" cluster [12] is relatively stable and can not decay.

It is necessary to note one more scheme for the formation of cluster systems when Fibonacci clusters with a number of particles with successive Fibonacci numbers are added [1–3]

$$\sum_{i=1}^n F_i = F_{n+2} - 1. \quad (11)$$

The proposed model for the formation of cluster systems makes possible to explain the appearance of spectral bands in the Raman spectra of a condensed medium, which are due to the formation and decay of Fibonacci cluster systems in the structure of matter. The ratio for predicting the frequencies in the Raman spectrum of the liquid will be [13]:

$$\omega_i = \sqrt{\frac{2\Delta H_{\text{dim},i}}{J_{\text{dim},i}}} \sqrt{F_i} \sqrt{1 + \left(\frac{F_i - 1}{F_i + 1}\right)^2 \frac{kT}{\varepsilon_0}}. \quad (12)$$

Formula (12) assumes that there is a liquid of some minimum frequency in the Raman spectrum, which formally obtained under the condition $F_i = 1$. The moment of inertia of the dimer $J_{\text{dim},i}$ is the moment of inertia of a certain configuration of the dimer formation from the molecules of the liquid, $\Delta H_{\text{dim},i}$ – the energy of formation of the corresponding dimer configuration.

In the Raman spectra of liquids, frequencies corresponding to the minimum value of the expression (12) when $F_i = 1$ and determine by the characteristics of possible configurations of dimer formations of liquid molecules:

$$\omega_{\text{min},i} = \sqrt{\frac{2\Delta H_{\text{dim},i}}{J_{\text{dim},i}}}. \quad (13)$$

Taking into account the remarks made and formula (13), the ratio for calculating the frequencies in the Raman spectra of liquids can be represented by the simple formula [13]:

$$\omega_i = \omega_{\text{min},i} \sqrt{pF_i}, \quad (14)$$

where $F_i = 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, \dots$ – Fibonacci numbers.

In the case of spontaneous decay of a cluster, the number of particles in its work changes and becomes equal, then the frequency of librational oscillations of the dimer in the newly formed cluster will be

$$\omega_j = \sqrt{\frac{2\Delta H_{\text{dim},i}}{J_{\text{dim},i}}} \sqrt{F_j} = \omega_{\text{min},i} \sqrt{F_j}, \quad (15)$$

The change in the frequency of the librational vibrations of the dimer accompanied by the emission or absorption of an energy quantum with frequencies

$$\omega'_{ij} = \omega_{\text{min},i} \sqrt{F_i} \left(1 - \sqrt{\frac{F_i}{F_{i+1}}}\right),$$

$$\omega''_{ij} = \omega_{\text{min},i} \sqrt{F_i} \left(1 - \sqrt{\frac{F_i}{F_{i+2}}}\right). \quad (16)$$

The properties of Fibonacci numbers satisfy the following conditions: $\frac{F_i}{F_{i+1}} = \Phi$, $\frac{F_i}{F_{i+2}} = \Phi^2$, where

$\Phi = \frac{F_{i+1}}{F_i} = 1.6180339\dots$ – "Golden" section, then formulas (16) will be written

$$\begin{aligned}\omega''_{ij} &= 0.3820... \omega_{\min.i} \sqrt{F_i}, \\ \omega'_{ij} &= 0.2138... \omega_{\min.i} \sqrt{F_i}.\end{aligned}\quad (17)$$

The ratio of these frequencies is $\kappa = \frac{\omega''_{ij}}{\omega'_{ij}} = 1.787...$, which is actually observed in the Raman spectrum of the liquid.

The continuous distribution of clusters in liquids according to the number of particles contained in their composition presupposes the existence of clusters with the most stable configuration and having a number of particles determined by a series of Fibonacci numbers. The successive destruction of an isolated cluster with the number of particles from the Fibonacci series occurs according to the rule when the newly emerged cluster has a number of particles also from a number of Fibonacci numbers and the ratio of the number of particles in two successively transformed clusters is equal to the "golden" section $\Phi = 0.618...$. The change in the frequency of the vibrational vibrations of a dimer with a change in the number of particles in the cluster structure accompanied by the emission of a photon with a frequency proportional to the square root of the number of particles in the cluster.

The mathematical formulation of the adopted model based on assumptions about the effective interaction potential between particles and the possibility of calculating the most probable number of particles in the cluster structure.

REFERENCES

1. Books about Fibonacci Numbers. <http://www.mscs.dal.ca/Fibonacci/books.html>
2. The Fibonacci Association. <http://www.mscs.dal.ca/Fibonacci/>
3. The Fibonacci Quarterly. <http://www.fq.math.ca/>
4. Melnikov G. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2017. – V. 168. – No. 1. – P. 012020.
5. Lindemann F. A. // Z. Physik. – 1910. – V. 11. – P. 609–612.
6. Mie G. // Ann. Phys. – 1903. – V. 11. – P. 657–672.
7. Zhiharev I. V., Gorbenko E. E., and Troickaya E. P. // Fizika i Tekhnika Vysokih Davlenij. – 2011. – V. 21. – No. 2. – P. 56.
8. Stishov S. M. // UFN. – 1974. – V. 114. – Iss. 1. – P. 3–40.
9. Giuffrè E. T. and Saija F. // Atti dell'Accademia Peloritana dei Pericolanti Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. – 2007. – V. LXXXV. – C1A0701001.
10. Frenkel A., Shasha E., Gorodetsky O., and Voronel A. // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 1283–1286.
11. Jin Z. H., Gumbsch P., Lu K., and Ma E. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 87. – P. 055703 (4).
12. Echt O., Kandler O., Leisner T., and Miehe W. // J. Chem. Soc. Faraday Trans. – 1990. – V. 86. – P. 2411–2415.
13. Melnikov G. A., Ignatenko N. M., Melnikov V. G., et al. // J. Nano- and Electron. Phys. – 2015. – V. 7. – No. 4(2). – P. 04087 (3 p.).
14. Ignatenko N. M., Melnikov G. A., and Cherkasov E. N. // Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. – 2017. – V. 7. – No. 3(24). – P. 147–157.

South-West State University, Kursk, Russia

Article submitted June 18, 2018

УДК 537.52

Л.Н. ОРЛИКОВ, К.М. МАМБЕТОВА, А.О. ЗЛОБИН, С.М. ШАНДАРОВ

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИОБАТ ЛИТИЯ*

Рассматривается эмиссия электронов и генерация рентгеновского излучения при нагреве и охлаждении кристалла ниобата лития. В экспериментах исследовался кристалл Z-ориентации цилиндрической формы при давлениях $1\text{--}10^5$ Па. Импульсы тока наблюдались при температурах 311, 329, 367, 371, 373, 378, 379 и 380 К. Количество радиации, излучаемое кристаллом за три цикла «нагрев – охлаждение», было достаточным для её регистрации на рентгеновской фотопленке МХВЕ. Проведен анализ условий формирования волны термической ионизации газа при пробое между свободной поверхностью ниобата лития и анодом, соединенным нагрузочным сопротивлением с электродом, контактирующим с противоположной поверхностью данного кристалла, а также возможного электрофизического механизма генерации электронной лавины.

Ключевые слова: ниобат лития, термическое воздействие, электрический разряд, плазма.

Введение

Сегнетоэлектрические материалы могут использоваться как твердотельные источники электронов и рентгеновского излучения [1–4]. Одним из активно изучаемых материалов является монокристаллический ниобат лития, позволяющий за счет пирозлектрического эффекта генерировать электронные пучки с энергией до 360 кэВ [5, 6]. Интерес к исследованиям в данной области обусловлен тем, что механизм пирозлектрической генерации электронов и рентгеновского излучения пока недостаточно ясен. Цель данной работы заключается в изучении особенностей генерации электронного и рентгеновского излучения при пробое газового промежутка, реализующегося в процессе нагрева или охлаждения сегнетоэлектрического кристалла ниобата лития.

Обсуждение процессов при пробое

Изменение температуры кристалл ниобата лития приводит к изменению его спонтанной поляризации, направленной вдоль полярной оси Z и вызывающей появление электрического поля, некомпенсированного поверхностными зарядами [7]. Для кристалла 3 с плоскими гранями, перпендикулярными оси Z (см. рис. 1), одна из которых контактирует с заземленным электродом 2, а над второй размещен анод 7, это поле индуцирует на нём некоторый поверхностный заряд (предположим, что он является положительным), плотность которого увеличивается с изменением температуры от её начального значения. При некоторой напряженности электрического поля в промежутке между верхней поверхностью кристалла и анодом возникает электронная лавина, фронт которой испытывает ускорение, осуществляя ударную ионизацию газа и возникающей плазмы. Торможение электронов в газе и на аноде усиливает ионизационные процессы и приводит к появлению ультрафиолетового, рентгеновского и видимого излучения.

При движении плазмы происходит формирование области с увеличенным давлением газа, соответствующей ударной волне, которая приводит к нагреву газа от исходного значения T до температуры торможения T^* , определяемой соотношением [8]

$$\frac{T}{T^*} = 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2, \quad (1)$$

где k – показатель адиабаты газа; λ – коэффициент приведенной скорости потока, равный отношению последней к критической скорости. Если в неподвижном газе $\lambda = 0$, а при критической скорости потока газа $\lambda = 1$, то в предельном случае $T = 0$ максимальное значение коэффициента приведенной скорости потока [8]

* Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках госзадания на 2017–2019 гг. (проекты № 3.1110.2017/4.6 и 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант № 16-29-14046-офи_м).

$$\lambda_{\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}. \quad (2)$$

Как известно [9], для воздуха можно принять $k = 1.4$, что приводит к значению $\lambda_{\max} = 2.45$, а в случае воздушной газоразрядной плазмы, при $k = 1.2$, получаем $\lambda_{\max} = 3.32$. Из (1) следует, что при стремлении коэффициента приведенной скорости потока к максимальному значению температура торможения T^* возрастает.

Протяженность фронта ударной волны ионизации, возникающей в результате пробоя при давлениях от 1 до 10^5 Па, соответствующим числам Кнудсена $K_n = 0.3-10^{-2}$, соизмерима с длиной свободного пробега молекул. При этом предельное изменение плотности газа R в ударной волне определяется выражением [8]

$$R = (k+1)/(k-1). \quad (3)$$

Если для воздуха отсюда находим $R_{\max} = 6$, то для исследуемой газоразрядной плазмы $R_{\max} = 11$.

Таким образом, в режиме пробоя в зоне уплотнения температура газа увеличивается в несколько раз, при увеличении плотности газа R на порядок. В результате, при некотором соотношении между коэффициентом приведенной скорости и температурой, могут возникнуть условия формирования волны термической ионизации в зазоре между кристаллом и анодом, в дополнение к ионизационным процессам, возникающим при торможении электронов в газе и на мишени.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для исследования пирозлектрической генерации электронного пучка и рентгеновского излучения представлена на рис. 1. Кристалл ниобата лития 3 цилиндрической формы с диаметром 13 мм и толщиной вдоль оси Z $h = 7$ мм размещался на керамической металлизированной пластине 2 над резистивным нагревателем 1, позволяющим повышать температуру со скоростью 10 К/мин. Расстояние между верхней оптически полированной гранью кристалла $-Z$ и анодом 7 составляло 5 мм. Ток разряда, возникающий при пробое газового промежутка, измерялся с помощью цифрового осциллографа 8 типа Tektronix TDS2012 В, по падению напряжения на сопротивлении нагрузки 9. Элементы установки 1 – 4, 7, 9 и рентгеновская пленка типа МХВЕ, располагаемая под анодом 7 в алюминиевой фольге с толщиной 9 мкм, размещались в вакуумной камере, позволяющей в процессе эксперимента поддерживать и регулировать давление от 1 до 10^5 Па. Сигнал с резистора 9 подавался на осциллограф с помощью 50-омного коаксиального кабеля, подключаемого через вакуумно-изолированный разъем.

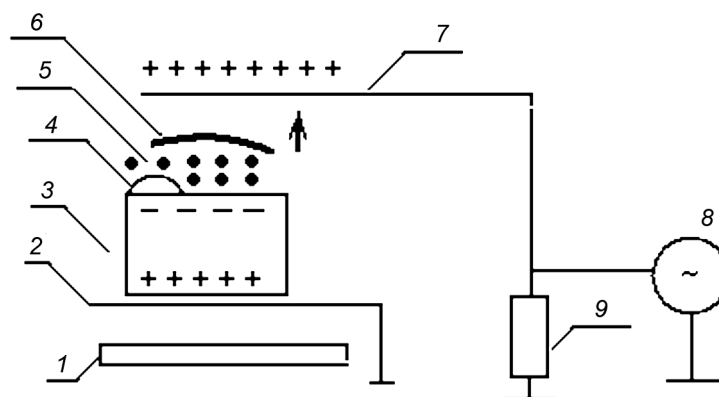


Рис. 1. Схема экспериментальной модели: 1 – нагреватель, 2, 7 – электроды, 3 – кристалл, 4 – область локализации поверхностного заряда, 5 – газовый промежуток, 6 – ударная волна, 8 – осциллограф, 9 – сопротивление нагрузки

Сигналы, соответствующие генерации электронного пучка, наблюдались как при нагреве кристалла, так и при его естественном охлаждении.

Экспериментальные результаты

Сигналы электрического пробоя, наблюдаемые при нагреве и естественном охлаждении кристалла при температурах 311, 329, 367, 371, 373, 378, 379 и 380 К, имели сложную знакопеременную временную зависимость. Типичная осциллограмма, зафиксированная в режиме естественного охлаждения кристалла при атмосферном давлении на сопротивлении нагрузки $R_L = 1$ Ом, показана на рис. 2. Первый импульс тока, в максимуме превышающий 10 А, имеет положительную полярность, что связано с увеличением модуля вектора спонтанной поляризации, направленного от грани $-Z$ кристалла, при его охлаждении. В этом случае электронная лавина движется от кристалла к аноду, и ток через сопротивление нагрузки индуцирует магнитное поле вблизи подводящих проводников. При его уменьшении возникает электродвижущая сила самоиндукции, вызывающая колебательный характер изменения тока через нагрузку в течение первого импульса, длительность которого можно оценить в ~ 15 нс. Следующие импульсы, наблюдаемые на рис. 2, могут быть связаны с отражениями первого из них в коаксиальном кабеле от входа осциллографа и последующего отражения от выходной цепи экспериментальной установки, показанной на рис. 2.

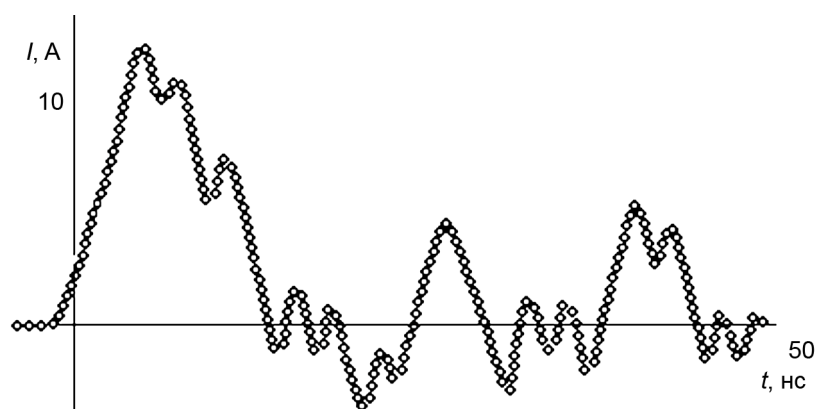


Рис. 2. Осциллограмма тока при пробое с кристалла ниобата лития в режиме охлаждения

В режиме нагрева первый импульс имел отрицательную полярность, что свидетельствует о распространении электронной лавины в данном случае от анода к кристаллу. При изучении осциллограмм разрядного тока было установлено, что характер наблюдаемых кривых зависит от длины используемого коаксиального кабеля.

Измерения разности потенциалов на электродах 2 и 7, проведенные с помощью электростатического вольтметра с емкостным делителем в отсутствие сопротивления нагрузки 9 (см. рис. 1), показали, что нагрев и охлаждение кристалла сопровождается её изменением в пределах от -80 до $+80$ кВ.

Получено, что уверенно регистрируемое изображение стальной проволоочной скрепки на рентгеновской пленке типа МХВЕ наблюдается при её засветке в течение трех циклов «нагрев – охлаждение», в течение которых регистрировалось до 17 импульсов пробоя, имеющих заметную амплитуду.

Обсуждение результатов

Одной из причин сложных временных зависимостей тока разряда, как уже отмечалось выше, является наличие паразитных индуктивностей в проводниках, соединяющих электроды 2 и 7 с сопротивлением нагрузки 9 (см. рис. 1), а также паразитной индуктивности самого сопротивления нагрузки. Другая причина заключается в отсутствии согласования волнового сопротивления коаксиального кабеля как с используемой нагрузкой, так и с входным сопротивлением осциллографа равным 1 МОм.

Кроме того, в процессе развития электронной лавины возникает ударная волна, приводящая к нагреву газа. Например, для коэффициента приведенной скорости потока $\lambda = 3$, реализуемой в плазме, увеличение её температуры, согласно формуле (1), достигает одного порядка, что способствует дополнительной ионизации газа. В процессе развития электронной лавины происходит также формирование быстрых многозарядных ионов с энергией, равной нескольким десяткам

электрон-вольт, что также может привести к усложнению наблюдаемых временных зависимостей тока разряда.

Количество генерируемых квантов рентгеновского излучения, определяемое числом ускоренных электронов с энергиями выше 10 кэВ, пропорционально заряду, содержащемуся в основном (первом) импульсе тока. Оценки (см. рис. 2) показывают, что этот заряд имеет порядок величины ~ 150 нКл, что для 17 импульсов соответствует общему заряду, составляющему ~ 2.6 мкКл. В этом случае доза, полученная при её засветке, является достаточной для получения рентгеновских изображений просвечиваемых объектов, характеризующихся высокой контрастностью.

Заключение

Таким образом, экспериментально исследована генерация электронных пучков и рентгеновского излучения при нагреве и естественном охлаждении сегнетоэлектрического кристалла ниобата лития цилиндрической формы. Механизм генерации, связанный с пьезоэлектрическим эффектом, то есть с изменением спонтанной поляризации, направленной вдоль полярной оси Z и вызывающей появление электрического поля, некомпенсированного поверхностными зарядами, привел к пробоем газовой промежутка между кристаллом и анодом, регистрируемому по току через нагрузочное сопротивление. В экспериментах с охлаждением кристалла наблюдались импульсы тока со сложной временной формой, имеющие преимущественно положительную полярность, с амплитудой, превышающей 10 А и с длительностью основной части ~ 15 нс, при сопротивлении нагрузки $R_l = 1$ Ом. При нагреве кристалла пробоем газовой промежутка приводили к импульсам тока с преимущественно отрицательной полярностью. Малая длительность генерируемого электронного пучка может быть связана с процессом развития электронной лавины в электрическом поле со значительной напряженностью, при котором возникает ударная волна, приводящая к нагреву газа.

Пьезоэлектрическая генерация пучка с энергией электронов, превышающих 10 кэВ, сопровождалась рентгеновским излучением, позволившем зарегистрировать изображение стальной проволочной скрепки на рентгеновской пленке типа МХВЕ, при её засветке в течение трех циклов «нагрев – охлаждение», при которых наблюдалось до 17 импульсов пробоя, имеющих заметную амплитуду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kukhtarev N., Kukhtareva J.D.T., Baysie M., et al. // J. Appl. Phys. – 2004. – V. 96. – No. 11. – P. 6794–6798.
2. Kukhtarev N.V., Kukhtareva T., Edwards M.E., et al. // J. Appl. Phys. – 2005. – V. 97. – P. 054301.
3. Орликов Л.Н., Романов В.Я., Арестов С.И., Шандаров С.М. // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24). – Ч. 2. – С. 135–138.
4. Месяц Г.А. // УФН. – 2008. – Т. 178. – Вып. 1. – С. 85–108.
5. Нагайченко В.И., Воронко В.А., Сотников В.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. – 2008. – № 5. – С. 72–76.
6. Нагайченко В.И., Мирошник В.С., Егоров А.М. и др. // Вопросы атомной науки и техники. – 2010. – № 2. – С. 34–39.
7. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. – М.: Мир, 1981. – 736 с.
8. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1976. – 808 с.
9. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 688 с.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Орликов Леонид Николаевич, д.т.н., доцент, профессор каф. электронных приборов, e-mail: Oln4@yandex.ru;

Мамбетова Ксения Мустафиевна, аспирантка, e-mail: kseniam-89@mail.ru;

Злобин Андрей Олегович, аспирант, e-mail: Zlobin.tusur@yandex.ru;

Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. электронных приборов, e-mail: stanislavshandarov@gmail.com.

L.N. ORLIKOV, K.M. MAMBETOWA, A.O. ZLOBIN, S.M. SHANDAROV

X-RAY GENERATION BY THERMAL IMPACT ON LITHIUM NIOBATE

We considered electron emission and X-ray generation in case of heating and cooling of lithium niobate crystal. The Z-cut crystal with cylindrical configuration under pressure from 1 to 10^5 Pa, was experimentally investigated. We observed the current pulses at the temperature points of 311, 329, 367, 371, 373, 378, 379, and 380 K. The dose of radiation emitted by crystal during three cycles “heating – cooling” has been enough for its registration on X-ray film MXBE. We analyze also the formation conditions for a gas thermal-ionization wave at the breakdown between the free surface of lithium niobate sample and the anode connected by means of load resistor with opposite one for this sample. The discussion of a possible electrophysical mechanism of electron-avalanche generation is implemented.

Keywords: *lithium niobate, thermal impact, electrical breakdown, plasma.*

УДК 621.385.52:546.681:539.122.16-046.55

*К.Н. ОРЛОВА¹, А.В. ГРАДОБОЕВ^{1,2}, А.В. СИМОНОВА¹***РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ GaP-СВЕТОДИОДОВ
К ОБЛУЧЕНИЮ ГАММА-КВАНТАМИ**

Показаны исследования радиационной стойкости СД на основе GaP ($\lambda = 590$ нм) к воздействию гамма-квантами. На ватт-амперных характеристиках выделены две области средней и высокой инжекции электронов, наблюдается сокращение области сильной инжекции электронов. Границу между выделенными областями инжекции характеризовали величиной граничного тока $I_{гр}$, при этом с ростом дозы облучения наблюдался рост граничного тока $I_{гр}$, который происходил в два этапа. Первый этап – этап слабого линейного роста, второй – степенного роста. При этом снижение мощности излучения GaP в результате облучения происходило в две стадии и не зависело от плотности рабочего тока.

Ключевые слова: GaP, светодиоды, гамма-кванты, радиационная стойкость.

Светодиоды (далее – СД) на основе фосфида галлия давно и достаточно широко используются в оптоэлектронике [1, 2]. При этом они остаются перспективными для разработки приборов современной оптоэлектроники. Отсутствие полноценного описания действия ионизирующего излучения на данные СД ограничивает их использование, так как сфера применения данных устройств охватывает как область контрольно-измерительной техники и осветительной аппаратуры, так и космическую технику, и ядерную энергетику [3–5]. Для разработчиков элементной аппаратуры обязательной информацией является знание последствий и механизмы влияния ионизирующей радиации на светодиоды, которые зачастую могут подвергаться воздействию спецфакторов.

Фосфид галлия является достаточно широкозонным ($E_g \gg 2.26$ эВ при комнатной температуре) и его применение в приборах современной электроники считается специалистами перспективным [6]. Светодиоды на основе монокристаллического GaP являются модельными, так как для них характерны все основные виды излучательной рекомбинации. Исторически сложилось так, что именно на GaP-светодиодах отрабатывалась методика оценки радиационной стойкости полупроводниковых приборов. При этом сведения по воздействию ионизирующего излучения на данные оптоэлектронные приборы разрозненны [7–10], и нет данных о взаимодействии различных видов ионизирующего излучения со светодиодами на основе GaP в том диапазоне уровней воздействия, в котором они могут эксплуатироваться. При этом отсутствует и единая теория, описывающая влияние ионизирующего излучения на выходные характеристики светодиодов [11–14]. Поэтому исследования радиационной стойкости светодиодов на основе GaP, несомненно, актуальны.

Объектами исследования были выбраны выводные круглые светодиоды желтого цвета свечения ($\lambda = 590$ нм) российского производства. Для проведения эксперимента использовалась моделирующая установка с мощностью дозы (0.1–10) Гр/с. Активным элементом в данной установке служит изотоп Co^{60} с эффективной энергией гамма-квантов 1.25 МэВ. Доза облучения задается временем облучения, с использованием данных об активности установки на момент проведения исследований. Подача внешнего электрического питания отсутствовала, то есть облучение проводилось в пассивном режиме питания. После набора каждой из доз производился промежуточный контроль параметров СД и статистическая обработка данных. Аппроксимация полученных результатов исследования выполнялась с точностью до 99.9 %. Поэтому все указанные результаты являются достоверными.

Рассмотрим результаты измерений ватт-амперных характеристик до и после облучения светодиодов на основе GaP в пассивном режиме питания.

На рис. 1 представлены ватт-амперные характеристики (далее – ВтАХ) СД на основе GaP желтого цвета свечения в полулогарифмическом масштабе. Погрешность измерений во всем объеме экспериментальных данных не превышала 3 %.

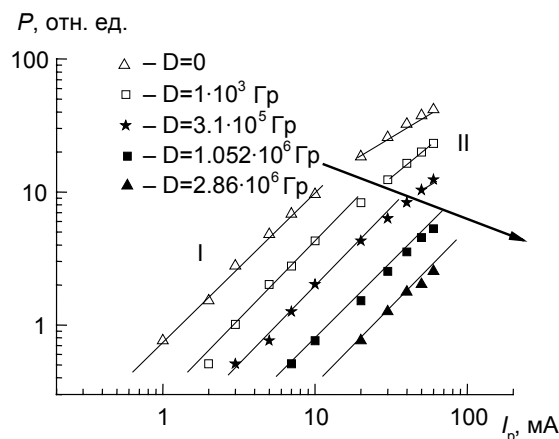


Рис. 1. Изменение ВтАХ СД на основе GaP в пассивном режиме питания: $\lambda = 590$ нм: символы — полученные экспериментальные данные, линии — установленные закономерности, I и II — области средней и высокой инжекции соответственно

При подробном рассмотрении видно, что ветвь ВтАХ СД на основе монокристаллического GaP делится на две части с различным наклоном по отношению к оси x . Выделенные области, которые описываются различными зависимостями на установленных закономерностях, можно отнести к областям средней и сильной инжекции электронов в активную область (обозначены I и II соответственно) [4, 8]. В процессе развития первой области средней инжекции электронов при воздействии гамма-излучения наблюдается сокращение области сильной инжекции электронов. Данные области сохраняются при воздействии гамма-квантов дозой вплоть до $1 \cdot 10^6$ Гр, однако при переходе к высоким уровням воздействия она сходит на нет. Ранее была исследована радиационная стойкость светодиодов на основе гетероструктур AlGaInP с множественными квантовыми ямами, для которых области средней и высокой инжекции электронов в активную область СД оставались неизменными на протяжении всего периода облучения и механизм токообразования не изменялся в результате облучения [15]. Данные отличия для GaP СД указывают на отсутствие зарядовой компоненты у введенных в твердое тело радиационных дефектов в результате облучения [16, 17].

Границу между выделенными областями инжекции можно характеризовать величиной граничного тока $I_{гр}$, с ростом дозы облучения гамма-квантами наблюдается соответствующий рост граничного тока $I_{гр}$, как это показано на рис. 2.

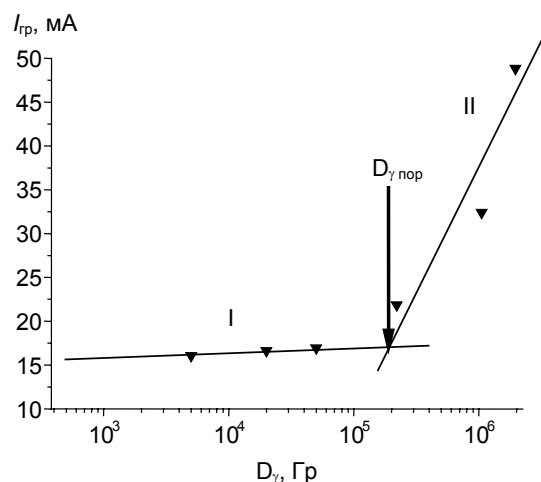


Рис. 2. Изменение граничного тока с ростом дозы облучения гамма-квантами: I, II — установленные закономерности; $D_{\gamma \text{ пор}}$ — пороговая доза облучения, которая разделяет выделенные этапы

На рис. 3 показано относительное изменение мощности излучения GaP СД в зависимости от уровня инжекции электронов (средней (10 мА) и высокой (60 мА) инжекции электронов в активную область СД). Можно выделить две стадии снижения мощности излучения. Рассмотрим эти стадии более подробно.

Первая стадия снижения мощности излучения в результате облучения характеризуется насыщением. Таким образом, можно утверждать, что на первой стадии деградации мощности излучения в результате облучения происходит перестройка собственной дефектной структуры GaP. При этом вклад первой стадии в общий процесс снижения мощности излучения не зависит от величины рабочего тока.

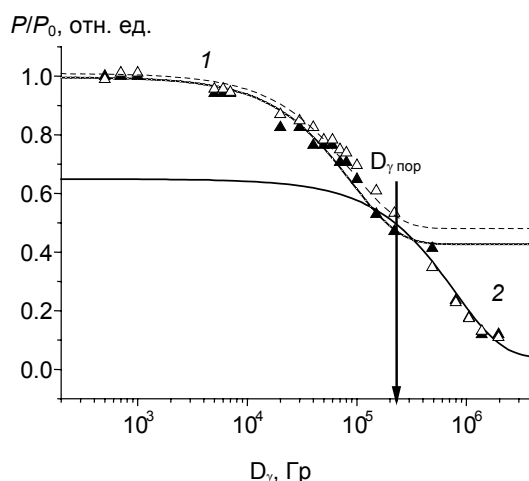


Рис. 3. Относительное снижение мощности излучения СД на основе GaP в пассивном режиме питания: $\lambda = 590$ нм: символы – полученные экспериментальные данные, линии – установленные закономерности, 1 и 2 – первая и вторая стадия снижения мощности излучения

Основное снижение мощности излучения СД при облучении гамма-квантами происходит на второй стадии снижения мощности излучения за счет дополнительного введения в результате радиационного воздействия центров поглощения генерируемого излучения, которые не изменяют характер протекания тока и, следовательно, могут быть расположены не только в активной области СД, но и в прилегающих слоях [18]. О данном факте свидетельствует идентичность деградационных кривых для СД, работающих в режиме средней и высокой инжекции электронов (максимальное расхождение не более 5 %).

Видно, что в обоих случаях наблюдается идентичное значение пороговой дозы $D_{\gamma \text{ пор}}$, величина которой определяет положение границы между первым и вторым этапами снижения мощности излучения СД при облучении гамма-квантами.

На основании выполненного исследования возможно сделать следующие выводы:

1. На ВтАХ СД на основе GaP выделены две области средней и высокой инжекции электронов в активную область СД. В процессе развития первой области средней инжекции электронов на ВтАХ СД при воздействии гамма-излучения наблюдается сокращение области сильной инжекции электронов.

2. Границу между выделенными областями инжекции на ВтАХ СД на основе монокристаллического GaP характеризуют величиной граничного тока $I_{\text{гр}}$, с ростом дозы облучения гамма-квантами наблюдается рост граничного тока $I_{\text{гр}}$, который происходит в два этапа. Первый этап – этап слабого линейного роста, второй – степенного роста. Границу между выделенными этапами характеризуют пороговой дозой гамма-излучения $D_{\gamma \text{ пор}}$, которая слабо зависит от величины рабочего тока при измерении мощности излучения и величина которой определяет положение границы между первым и вторым этапами снижения мощности излучения СД при облучении гамма-квантами.

3. Снижение мощности излучения GaP в результате облучения происходит в две стадии. Вклад первой стадии в общий процесс снижения мощности излучения не зависит от величины рабочего тока, что вероятно связано с дополнительным введением в результате радиационного воз-

действия центров поглощения генерируемого излучения, которые не принимают участия в протекании тока. Вторая стадия снижения мощности излучения в результате облучения характеризуется введением дефектов чисто радиационного происхождения.

Таким образом, можно утверждать, что для исследуемых СД на основе монокристаллического GaP радиационная стойкость практически не зависит от величины рабочего тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spagnolo G.S., Papalillo D., and Martocchia A. // J. Trans. Technol. – 2012. – V. 2. – No. 01. – P. 78.
2. Васильев М.Г. и др. // Неорг. материалы. – 2017. – Т. 53. – № 11. – С. 1189–1193.
3. Claeys C. and Simoen E. Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices. – Springer Science & Business Media, 2013. – V. 57.
4. Орлова К.Н., Градобоев А.В. Радиационные модели AlGaInP светоизлучающих диодов. – Курск: ЗАО «Университетская книга», 2016. – 204 с.
5. Brudnyi V. et al. // Phys. Status Solidi (a). – 2018. – V. 215. – Iss. 8. – P. 1700445.
6. Ерохин С.Ю., Краснов В.А., Шварц Ю.М., Шутов С.В. // Журнал радиоэлектроники. – 2007. – № 11. – С. 2–2.
7. Градобоев А.В., Орлова К.Н., Асанов И.А. // Журнал радиоэлектроники. – 2013. – № 10. – С. 4–4.
8. Градобоев А.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 11/3. – С. 116–119.
9. Litovchenko P. et al. // Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron. – 2009. – V. 12. – No. 3. – P. 276–279.
10. Градобоев А.В., Орлова К.Н., Асанов И.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2013. – № 2. – С. 64–66.
11. Epstein A.S. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1972. – V. 19. – No. 6. – P. 386–390.
12. Ashry M., El-Mashade M.B., Eladl S.M., and Rageh M.S. // Radiat. Eff. Defects in Solids. – 2004. – V. 159. – No. 8–9. – P. 453–460.
13. Абдуллаев О.Р., Рыжиков И.В., Руденко Н.М., Адаменко Ю.Ф. // Вісник Національного технічного університету України Київський політехнічний інститут. Серія: Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2014. – № 56. – С. 112–120.
14. Зайцев С.Н. // Научно-технический вестник Поволжья. – 2013. – № 6. – С. 278–284.
15. Орлова К.Н., Градобоев А.В. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 2/2. – С. 63–66.
16. Martin D.I., Ighigeanu D.I., Mateescu E.N., et al. // IEEE Trans. Industry Appl. – 2004. – V. 40. – No. 1. – P. 41–52.
17. Liu C. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2015. – V. 62. – No. 6. – P. 3381–3386.
18. Wilcoxon R. and Petroski J. // Thermal Management for LED Applications. Solid State Lighting Technology and Application Series / eds. C. Lasance, A. Poppe. – N.Y., NY: Springer, 2014. – V. 2. – P. 499–518.

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

² АО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов», г. Томск, Россия

Орлова Ксения Николаевна, к.т.н., доцент каф. безопасности жизнедеятельности, экологии и физического воспитания ЮТИ ТПУ, e-mail: kemsur@rambler.ru;

Градобоев Александр Васильевич, д.т.н., профессор отделения контроля и диагностики НИ ТПУ, начальник лаб. специспытаний АО «НИИПП», e-mail: gradoboev1@mail.ru;

Симонова Анастасия Владимировна, аспирантка.

*K.N. ORLOVA¹, A.B. GRADOBOEV^{1,2}, A.V. SIMONOVA¹***RADIATION RESISTANCE OF GAP LEDs TO GAMMA-QUANTA**

Radiation resistance studies of LEDs based on GaP ($\lambda = 590$ nm) are shown. Two regions of average and high electron injection are singled out on the watt-ampere characteristics under gamma-irradiation. The region of strong electron injection is reduced. The boundary between the average and high electron injection areas characterized by the boundary current I_{gr} magnitude. The boundary current I_{gr} increasing was observed with increasing in the irradiation dose, which occurred in two stages. The first stage is a weak linear growth stage, the second – a stepwise growth. At the same time, the GaP radiation power decreasing as a result of irradiation occurred in two stages and did not depend on the operating current density.

Keywords: *GaP, LEDs, gamma-quanta, radiation resistance.*

УДК 535.37

Е. Ф. ПОЛИСАДОВА, О. Л. ХАСАНОВ, С. А. СТЕПАНОВ, Д. Т. ВАЛИЕВ,
В. Д. ПАЙГИН, А. М. ШРАЙБЕР, П. Д. ЖВАКИНА

НАВЕДЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В YSZ-КЕРАМИКЕ*

Исследовано влияние электронного облучения на оптические свойства полупрозрачной YSZ-керамики, изготовленной методом изостатического прессования из коммерческого гранулированного нанопорошка диоксида циркония, стабилизированного оксидом иттрия Y_2O_3 (8 мол. % YSZ8, 10 мол. % YSZ10). Показано, что качественный состав радиационных дефектов, образующихся при облучении электронным пучком в образцах YSZ с долей стабилизатора 8 и 10 мол. %, одинаков, однако количество центров различно. Наблюдается изменение соотношения интенсивности поглощения в полосах 2.9, 2.5 и 2.1 эВ, что связано с различным количеством кислородных вакансий в образцах YSZ8 и YSZ10. Показано, что увеличение количества стабилизатора приводит к увеличению радиационной чувствительности YSZ-керамики.

Ключевые слова: YSZ-керамика, электронное облучение, оптические характеристики, радиационные дефекты.

Введение

Оксид циркония ZrO_2 обладает высокой химической и фотохимической стабильностью, отличными механическими, электрическими, термическими свойствами [1]. Добавка оксида иттрия Y_2O_3 (более 8 мол. %) обеспечивает стабилизацию ZrO_2 в высокотемпературной кубической модификации (YSZ) и способствует образованию кислородных вакансий. Оксидная керамика YSZ является одним из наиболее перспективных материалов для применения в качестве инертной матрицы топливных элементов в ядерных реакторах [2–4]. В связи с этим, большое внимание уделяется исследованию процессов дефектообразования в кристаллах и керамике YSZ при различных типах высокоэнергетического воздействия [2, 3, 5, 6]. В настоящее время активно развиваются технологии синтеза и методы оптимизации свойств керамики YSZ [7–10].

Дефекты, определяющие оптические свойства, могут быть созданы в керамике YSZ термообработкой, электролитическим способом, радиационным облучением. В YSZ преобладают дефекты, связанные с анионными вакансиями. Процессы ассоциации дефектов и распределения вакансий вблизи ионов иттрия и циркония в зависимости от температуры рассмотрены в работе [11]. В работе [12] в электролитически окрашенных образцах авторы зарегистрировали полосы поглощения на 328 нм (3.78 эВ) и 470 нм (2.64 эВ). Полоса на 328 нм связана с поглощением F-центров, что хорошо согласуется с расчетной длиной волны поглощения F-полосы в YSZ [13]. Природа полосы поглощения 470 нм не выяснена. В работе [14] было установлено существование в иттрий-стабилизированных кристаллах ZrO_2 нескольких типов эмиссионных центров, связанных с вакансиями. При лазерном возбуждении регистрируется излучение в области 460 нм (2.69 эВ), 550 нм (2.25 эВ) и 600 нм (2.07 эВ), связанные с F^+ , F_A^+ , F_{AA}^+ . Вакансии в структуре центров F_A^+ и F_{AA}^+ , по предположению авторов [14], связаны с одним и двумя ионами Y в ближайших соседних узлах решетки. В работе [15] было доказано, что за свечение в области 580 нм (2.13 эВ) (при возбуждении в полосе 302 нм) отвечают F-центры. В работе [6] предполагается, что F^0 -центры излучают в красной области спектра (700 нм).

В основном, центры окраски и свечения изучены в монокристаллах или порошках стабилизированного ZrO_2 . Особенности процессов дефектообразования и природа центров в поликристаллическом YSZ требуют детального изучения. В работе [15] авторами исследована фотолюминесценция (ФЛ) керамики на основе тетрагонального и кубического диоксида циркония. Было установлено, что три типа вакансионно-связанных дефектов присутствует в YSZ, спектры ФЛ тетрагонального и кубического ZrO_2 отличаются соотношением интенсивностей полос свечения каждого типа центров.

Электронный пучок создает высокоэнергетические возбуждения в кристаллической структуре, и релаксация этих возбуждений приводит к генерации электронов в зоне проводимости и ды-

* Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 17-13-01233).

рок в валентной зоне. При таком неселективном воздействии ускоренными электронами в кристалле или керамике может быть возбуждено большинство типов центров люминесценции. В работе [16] изучено влияние Y^{3+} на катодолуминесцентные свойства и показано, что иттрий оказывает эффект тушения излучения. Авторы выделяют шесть элементарных полос гауссовой формы в структуре спектра катодолуминесценции (КЛ). Наиболее интенсивная КЛ у нелегированного образца ZrO_2 , содержащего, как предполагают авторы, наименьшее количество кислородных вакансий. Вакансии в решетке захватывают два электрона для обеспечения электронейтральности, тогда как при введении Y^{3+} внутренние вакансии мигрируют к ближайшим узлам, где расположены ионы иттрия, что приводит к уменьшению светового выхода. В основном, как отмечают авторы [16], качественный состав радиационных центров в диоксиде циркония не зависит от присутствия оксида иттрия. Прямое влияние кислородных вакансий на прозрачность керамики YSZ было продемонстрировано в работе [17].

Целью данной работы является исследование влияния электронного облучения на оптические свойства YSZ-керамики с различным содержанием стабилизатора Y_2O_3 , изготовленной методом изостатического прессования.

Методика исследований и образцы

Для изготовления образцов светопропускающей керамики был использован коммерческий гранулированный нанопорошок иттрий стабилизированного диоксида циркония (YSZ) марок TZ-10YS и TZ-8YS («TOSOH», Япония). Доля стабилизатора Y_2O_3 составляла 8 и 10 мол. % для TZ-10YS и TZ-8YS соответственно. Исследование морфологических характеристик исходного нанопорошка проводили на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) (JEOL, JSM-7500FA). Анализ СЭМ-изображений (рис. 1) показал, что нанопорошки состоят из первичных частиц размером от 36 до 184 нм и их агломератов размерами до нескольких микрон. Форма частиц близка к сферической.

Рентгенофазовый анализ (РФА) исходного нанопорошка и синтезированной керамики осуществлялся на дифрактометре XRD-7000S («Shimadzu», Япония). Расшифровка дифрактограмм проводилась при помощи свободно распространяемого программного обеспечения «PowderCell» и международной кристаллографической базы данных «PDF-4». Согласно результатам РФА, исходный нанопорошок полностью состоит из кубического диоксида циркония. Посторонних примесей в порошке не обнаружено.

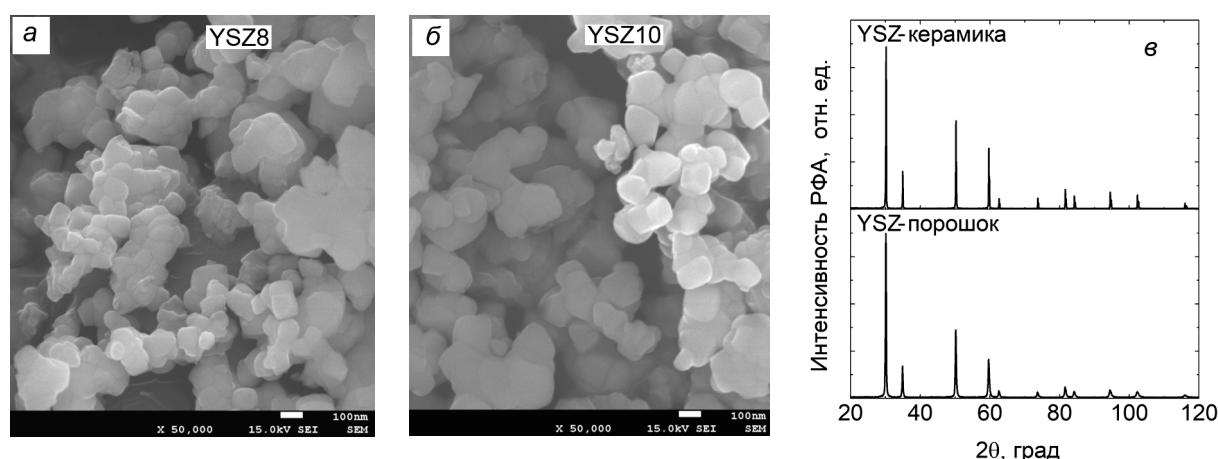


Рис. 1. СЭМ-изображения (а, б) исходных нанопорошков и результаты РФА-анализа (в)

Формование нанопорошка осуществляли методом холодного статического одноосного прессования в стальных пресс-формах при одновременном воздействии ультразвуковых колебаний [18] под давлением 445–557 МПа на автоматическом прессе ИП-500 АВТО («ЗИПО», Россия). Спекание проводили при температурах 1300 °С в воздушной атмосфере с контролируемой скоростью нагрева. Были получены прозрачные керамические образцы цилиндрической формы, высотой 1.1 мм, диаметром 11.5 мм. Механическая обработка поверхности образцов проводилась при

помощи шлифовально-полировальной системы EcoMet 300 Pro («Buehler», Германия) с применением алмазных суспензий MetaDi («Buehler», Германия).

Исследование оптических свойств образцов в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной области проводилось с использованием двухлучевого сканирующего спектрофотометра СФ-256УВИ (190–1100 нм).

Источником электронов являлся малогабаритный высокопоточный ускоритель электронов ГИН-400 на основе вакуумного диода. Длительность импульса на полувывоте составляет ~ 10 нс, средняя энергия электронов ~ 250 кэВ. Плотность энергии возбуждения может варьироваться от 2 до 300 мДж/см². Образцы помещались в вакуумную ячейку с давлением 10^{-3} Па. Облучение образцов осуществлялось серией электронных импульсов с оценкой поглощенной дозы.

Результаты и их обсуждение

Известно, что при воздействии ионизирующего излучения в кристаллах могут образовываться радиационные дефекты, как стабильные, так и короткоживущие. При облучении YSZ-керамики также наблюдается образование дефектов, центров окраски [5, 19]. Понимание процессов радиационного дефектообразования необходимо для прогнозирования функциональных свойств YSZ-керамики при использовании в условиях жесткого радиационного излучения.

При облучении образцов YSZ-керамики серией электронных импульсов с $E_{\text{ср}} \approx 250$ кэВ наводятся радиационные дефекты. На рис. 2, а показаны спектры пропускания облученной и необлученной керамики YSZ. Стабильность наведенных дефектов в различных образцах отличается.

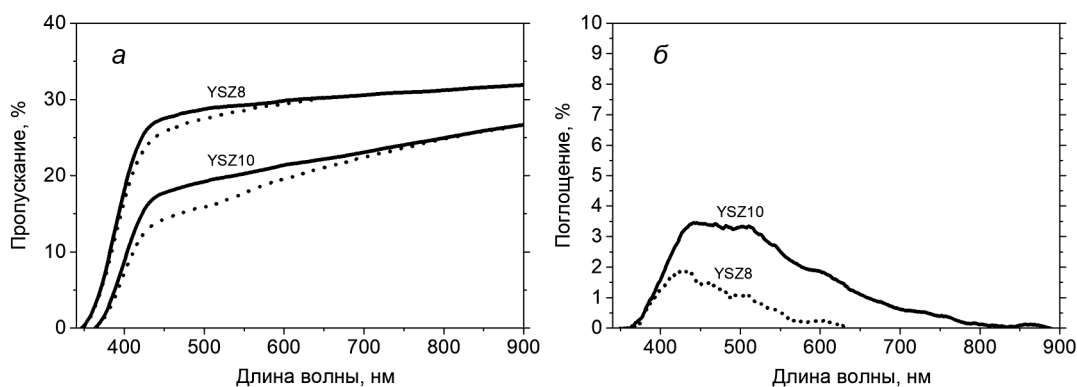


Рис. 2. Спектры пропускания необлученных (сплошная линия) и облученных (пунктирная линия) образцов керамики YSZ (а). Спектры наведенного поглощения (разностные спектры) (б), измеренные после облучения серией электронных импульсов (~ 20 кГр)

Как показывают результаты исследований, облучение приводит к уменьшению пропускания в видимой области спектра. Образцы керамики YSZ10 демонстрируют большую чувствительность к радиационному воздействию, по сравнению с YSZ8. В ИК-диапазоне значительных изменений оптических характеристик не наблюдается. Анализ разностных спектров показал, что в облученных образцах наводятся центры, поглощающие в видимой части спектра. Для образца YSZ8 наиболее интенсивно поглощение в области 420 нм, для образца YSZ10 характерно наличие двух пиков в спектре ~ 430 и 510 нм, и менее интенсивный пик в области ~ 600 нм (рис. 2, б). Разложение спектров наведенного поглощения образцов YSZ на гауссовы составляющие позволило выделить в спектре три основных полосы (рис. 3): 2.9, 2.5 и 2.1 эВ. Соотношение интенсивностей в данных полосах значительно отличается для керамик YSZ8 и YSZ10. В спектре YSZ8 доминирующей является полоса на 2.9 эВ, поглощение в области 2.1 эВ очень слабое (на уровне фона). В образце YSZ10 количество центров, поглощающих на 2.9 и 2.5 эВ, примерно одинаково, поглощение в области 2.1 эВ достаточно интенсивное. Полученные результаты показывают, что в керамике YSZ, независимо от количества стабилизатора, при электронном облучении образуются радиационные дефекты трех типов. Количество радиационно-индуцированных дефектов, отвечающих за поглощение в полосах 2.9, 2.5 и 2.1 эВ, по-видимому, связано с числом кислородных вакансий в керамике. Образование дефектных кластеров, как было описано в [19], в наших условиях облучения не наблюдалось. Следует отметить, что прозрачность облученных электронным пучком образцов керамики, при хранении в естественных условиях в течение нескольких дней, восстанавливалась.

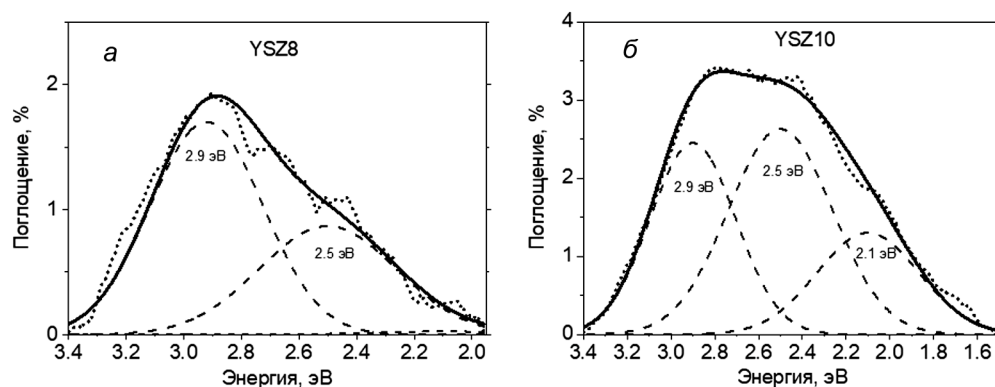


Рис. 3. Разложение на гауссовы составляющие спектров наведенного поглощения образцов керамики YSZ8 (а) и YSZ10 (б), представленных на рис. 2, б

Закключение

Таким образом, установлено, что состав радиационно-индуцированных электронным облучением дефектов в образцах керамики YSZ, содержащий 8 и 10 мол. % Y, одинаков, однако количество образующихся центров различно. В образцах YSZ8 преимущественно создаются центры, поглощающие в области 2.9 эВ (~ 430 нм). В образцах YSZ10 эффективность образования всех трех типов центров, поглощающих на 2.9, 2.5 и 2.1 эВ, мало отличается. Для образцов YSZ10 характерна более высокая чувствительность к электронному облучению. Вероятно, что процессы дефектообразования связаны с концентрацией кислородных вакансий в YSZ-керамике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Subbarao E.C. // Science and Technology of Zirconia (Advances in Ceramics). V. 3 / eds. A.H. Heuer, L.W. Hobbs. – Columbus, OH: The American Ceramic Society Inc., 1981. – P. 1–24.
2. Kalita P., Ghosh S., Sattonnay G., et al. // J. Appl. Phys. – 2017. – V. 122. – P. 025902.
3. Zhang Y., Zhao Z., and Guo G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2017. – V. 403. – P. 33–37.
4. Liu K.Y., Fan L.D., Yu C.C., and Su P.C. // Electrochem. Commun. – 2015. – V. 56. – P. 65–69.
5. Zhang Y.-W., Wang X., Liu S.-Y., et al. // Chinese Phys. B. – 2014. – V. 23. – P. 066105.
6. Korsunskaya N., Papusha V., Kolomys O., et al. // Phys. Stat. Sol. C. – 2014. – V. 1. – P. 1417–1422.
7. Khasanov O.L., Dvilis E.S., Bikbaeva Z.G., et al. // J. Ceram. Sci. Technol. – 2017. – V. 8. – P. 161–168.
8. Hardin C.L., Kadera Y., and Basun S.A. // Opt. Mater. Express. – 2013. – V. 3. – P. 893–903.
9. Yamashita I., Kudo M., and Tsukuma K. // Tosoh Res. Technol. Rev. – 2012. – V. 56. – P. 11–16.
10. Liwen Lei, Zhengyi Fu, Hao Wang, et al. // Ceram. Int. – 2012. – V. 38. – P. 23–28.
11. Токий Н.В., Перекрестов Б.И., Савина Д.И., Даниленко И.А. // ФТТ. – 2011. – Т. 53 (9). – С. 1732–1736.
12. Wachsmann E.D., Jiang N., Frank C.W., et al. // Appl. Phys. A: Solids and Surf. – 1990. – V. 50. – P. 545–549.
13. Wright D.A., Thorp J.S., Aypar A., and Buckley H.P. // J. Mater. Sci. – 1973. – V. 8. – P. 876.
14. Petrik N.G., Taylor D.P., and Orlando T.M. // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 86. – P. 6770–6776.
15. Paje S.E. and Llopis J. // J. Phys. Chem. Solids. – 2009. – V. 55. – P. 671–676.
16. Boffelli M., Zhu W., Back M., et al. // J. Phys. Chem. A. – 2014. – V. 117. – P. 9828–9836.
17. Zhang H., Kim B.-N., Morita K., et al. // J. Am. Ceram. Soc. – 2011. – V. 94(9). – P. 2981–2986.
18. Khasanov O.L., Pokholkov Yu.P., Ivanov Yu.F., et al. // Fracture Mech. Ceram. – 2002. – V. 13. – P. 503–512.
19. Yasuda K., Kinoshita C., Matsumura S., and Ryazanov A.I. // J. Nucl. Mater. – 2003. – V. 319. – P. 74–80.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 18.06.18.

Полисадова Елена Федоровна, д.ф.-м.н., доцент отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ, e-mail: elp@tpu.ru;
Хасанов Олег Леонидович, д.т.н., профессор отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ;
Степанов Сергей Александрович, к.ф.-м.н., ассистент отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ;
Валиев Дамир Талгатович, к.ф.-м.н., ассистент отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ;
Пайгин Владимир Денисович, инженер отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ;
Шрайбер Анастасия Михайловна, студентка отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ;
Жвакина Полина Дмитриевна, студентка отделения материаловедения ИШ НПТ НИ ТПУ.

E.F. POLISADOVA, O.L. KHASANOV, S.A. STEPANOV, D.T. VALIEV, V.D. PAYGIN, A.M. SCHREIBER, P.D. ZHVAKINA

RADIATION-INDUCED ABSORPTION IN YSZ CERAMICS

The aim of this work is to investigate the effect of electron irradiation on the optical properties of translucent YSZ ceramics manufactured in a traditional way. For the production of samples of light-transmitting ceramics, a commercial granular nanopowder of yttrium stabilized zirconia was used. The proportion of the stabilizer Y_2O_3 was 10 and 8 mol %. It is shown that the composition of radiation-induced defects in samples of YSZ ceramics containing 8 and 10 mol % Y_2O_3 is the same, however, the number of centers formed is different. It is obvious that an increase in the yttrium content leads to an increase in the number of oxygen vacancies, the concentration of which has a significant effect on defect formation processes.

Keywords: *YSZ ceramics, optical properties, electron beam irradiation, defects.*

