

Влияние давления азота на характеристики рентгеновского излучения при переходе от диффузного к коронному разряду

Д.В. Рыбка¹, А.Г. Бураченко¹, В.Ю. Кожевников²,
А.В. Козырев^{1,2}, В.Ф. Тарасенко^{1,2*}

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 15.10.2013 г.

Получены данные о параметрах импульса рентгеновского излучения при импульсно-периодическом разряде наносекундной длительности в азоте. Показано, что при переходе от диффузного к коронному разряду длительность импульса рентгеновского излучения увеличивается. Проведено теоретическое моделирование нестационарного процесса развития коронного разряда атмосферного давления при подаче на промежуток короткого (наносекундного) импульса напряжения. Рассчитаны пространственно-временные распределения концентраций заряженных частиц и электрического потенциала в разрядном промежутке. Показано, что по окончании наносекундного импульса напряжения в промежутке формируется немонотонное распределение потенциала, причем электрическое поле сосредоточено в узкой области фронта волны ионизации.

Ключевые слова: наносекундный импульсно-периодический разряд, диффузный разряд, коронный разряд, рентгеновское излучение, убегающие электроны; nanosecond repetitively pulsed discharge, diffuse discharge, corona discharge, X-ray radiation, runaway electrons.

Введение

Импульсные разряды постоянно происходят в атмосфере Земли и оказывают существенное влияние на жизнедеятельность человека. Исследования таких разрядов весьма сложны и требуют больших материальных затрат, поэтому изучение различных разрядов, моделирующих пробой воздуха в результате развития молнии, проводят в лабораторных условиях [1]. Кроме того, результаты исследований различных лабораторных разрядов используются при создании новых технологий [2].

Последние годы повысился интерес к изучению в воздухе атмосферного давления и других газах искровых, диффузных и коронных разрядов при различных параметрах импульсов напряжения, подаваемых на электрод с малым радиусом кривизны [3–10]. В работе [9], посвященной исследованию коронного разряда, при подаче на электрод модулированных импульсов напряжения миллисекундной длительности с помощью рентгеновской фотопленки были зарегистрированы автографы рентгеновского излучения. При использовании импульсов

излучения наносекундной длительности пучок убегающих электронов длительностью на полувысоте ~100 пс был получен одновременно при диффузном и коронном разрядах [4–6, 8]. В настоящей статье мы придерживаемся следующего взгляда на терминологию: диффузным разрядом мы называем форму, когда свечение заполняет весь промежуток от катода до анода, а коронным – форму, когда свечение сосредоточено только в окрестности электрода с малым радиусом кривизны. При коронном разряде пучок убегающих электронов регистрировался на значительном расстоянии от яркосветящейся области этого разряда. Однако амплитуда тока пучка при диффузном разряде была на 3 порядка больше, чем при коронном разряде. Представляет интерес провести исследования параметров тока пучка убегающих электронов или (*и*) рентгеновского излучения при переходе от диффузной формы разряда к коронной с ростом давления газа.

Соответственно, цель нашей работы – измерение параметров импульсов рентгеновского излучения при переходе от диффузного к коронному разряду, а также моделирование нестационарного процесса развития коронного разряда атмосферного давления при подаче на промежуток короткого (наносекундного) импульса напряжения. Работа является продолжением исследований, результаты которых были опубликованы в статьях [4–6, 8, 9].

* Дмитрий Владимирович Рыбка (RDm@loi.hcei.tsc.ru); Александр Геннадьевич Бураченко; Василий Юрьевич Кожевников; Андрей Владимирович Козырев; Виктор Федотович Тарасенко (VFT@loi.hcei.tsc.ru).

Теоретическая 1-D-модель процесса формирования наносекундного коронного разряда высокого давления в коаксиальной геометрии

Теоретические исследования формирования наносекундного коронного разряда проводились при использовании так называемой «минимальной» теоретической модели, состоящей из уравнений непрерывности для концентраций ионов и электронов, содержащих в правой части функцию источника ударной ионизации, а также уравнения Пуассона для учета искажений электрического поля, вносимых объемным зарядом частиц. Поток однозарядных ионов и электронов в данной модели описываются суммой дрейфовой и диффузионной составляющих. Данная система дифференциальных уравнений решалась численно в коаксиальной геометрии, соответствующей реальной экспериментальной конфигурации.

В качестве параметров газа для теоретического рассмотрения были взяты табличные данные коэффициентов дрейфа, диффузии и ионизации для аргона и азота при давлениях порядка атмосферного. В качестве граничных условий для уравнений непрерывности были взяты условия отсутствия диффузионных потоков на электроды. Граничные условия для уравнения Пуассона были заданы в виде функции времени, которая описывала короткий импульс напряжения на аноде. Данная модель, также называемая «жидкостной», является полностью внутренне согласованной и не содержит в себе каких-либо стохастических или недетерминированных параметров.

Исходя из условий проведенных ранее экспериментов [5, 6, 8], для моделирования была выбрана коаксиальная геометрия разрядного промежутка как простейший пример одномерной и в то же время неоднородной задачи. Рассматриваемая система состоит из газонаполненного коаксиального диода. Радиус катода $r_1 = 0,5$ мм, анода $r_2 = 4$ см. Диод заполнен газом (воздух, аргон) при атмосферном давлении P и подключен к нестационарному источнику напряжения $U(t)$ с максимальным значением амплитуды $U_{\max} = 250$ кВ. В частности, нижеприведенные результаты соответствуют следующей форме импульса напряжения: $U(t) = U_{\max} \sin^2(\pi t/T)$, где T – длительность импульса по основанию.

Для моделирования коронного разряда использовалась «минимальная» теоретическая модель, состоящая из двух уравнений непрерывности для концентраций ионов n_i и электронов n_e , включающих функцию источника ударной ионизации αw_e , а также уравнение Пуассона для расчета электрического поля φ . Поток электронов Γ_e в данной модели описывался в диффузионно-дрейфовом приближении. Поток ионов в течение наносекундного импульса пренебрегаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e &= \alpha w_e n_e; & \Gamma_e &= -\mu_e E n_e - D_e(E) \nabla n_e; \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \alpha w_e n_e; & \frac{\alpha}{p} &= A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right); \\ \varepsilon_0 \nabla^2 \varphi &= -q(n_i - n_e); & \mathbf{E} &= -\nabla \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где w_e – дрейфовая скорость электронов; μ_e – подвижность электронов; D_e – коэффициент диффузии электронов; A, B – константы.

В качестве начального распределения напряженности поля и концентрации зарядов берем простые условия: $n_e(r, t=0) = n_0$, $n_i(r, t=0) = 0$, $\varphi(r, t=0) = 0$. В начальный момент времени концентрация электронов не превышала 10^3 см⁻³. Уравнение непрерывности электронов требует задания граничных условий, в качестве таковых были приняты условия равенства нулю диффузионных потоков на стенки анода и катода.

Для уравнения Пуассона решение имеет аналитический вид:

$$\begin{aligned} \varphi(r, t) &= \frac{U(t)}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) - \frac{q}{\varepsilon_0} \int_{r_1}^r \frac{1}{r''} \int_{r_1}^{r''} r' \Delta n(r', t) dr' dr'' + \\ &+ \frac{q \ln\left(\frac{r}{r_1}\right)}{\varepsilon_0 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r''} \int_{r_1}^{r''} r' \Delta n(r', t) dr' dr''. \end{aligned}$$

Численное решение уравнения непрерывности для электронов было построено для коаксиального диода, заполненного аргоном при атмосферном давлении. Для численного решения уравнения в частных производных использовался метод MOL (Method-Of-Line). В рассматриваемой геометрии электрическое поле вблизи катода существенно неоднородное, поэтому была выбрана неоднородная расчетная сетка, размеры ячеек которой уменьшались в геометрической прогрессии в направлении от анода к катоду.

Общей чертой всех приведенных расчетов является специфический механизм формирования волны ионизации. Активная генерация прикатодной плазмы сопровождается значительным ростом уровня концентрации электронов вплоть до значений $\sim 10^{10}$ см⁻³, после чего происходит экранировка электрического поля вблизи катода. Дальнейший процесс ионизации происходит у границы области экранировки. Таким образом, формируется волна ионизации, представляющая собой локализованный резкий перепад концентрации, распространяющийся от катода к аноду, как показано на рис. 1. Амплитуда поля в волне ионизации нелинейным образом зависит от величины приложенного напряжения.

Если в одномерной геометрии импульсного разряда основным источником быстрых электронов является прикатодная область усиленного поля, где сосредоточен объемный заряд ионов, то в коаксиальной геометрии основным местом появления быстрых электронов должен являться движущийся фронт волны ионизации, где сосредоточено сильное

электрическое поле. Обращает на себя внимание тот факт, что к концу импульса анодного напряжения пространственный заряд оставшейся в промежутке заряженной плазмы формирует биполярное поле. Причем максимум напряженности соответствует «обратному полю», ускоряющему электроны в сторону катода.

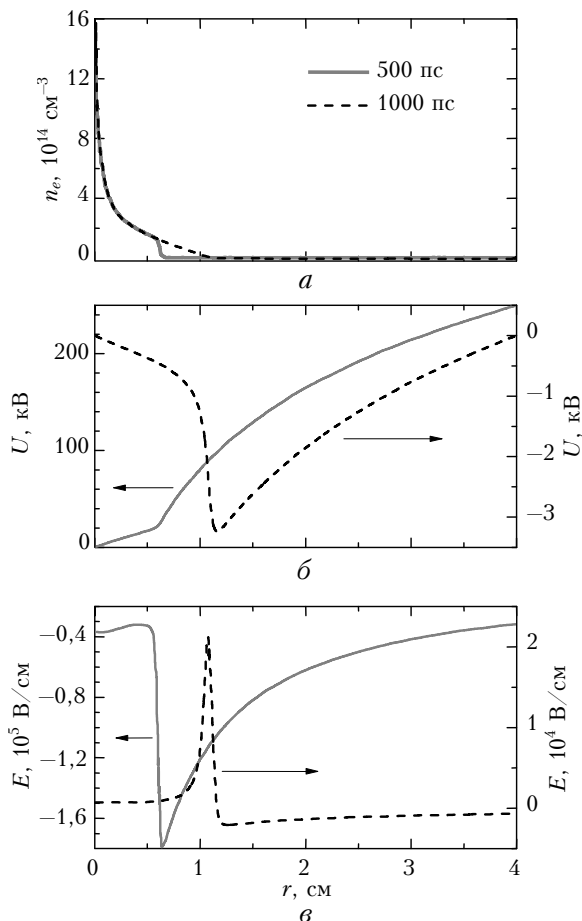


Рис. 1. Рассчитанные пространственные распределения концентрации плазмы (а), электрического потенциала (б) и напряженности поля (в) при амплитудном значении анодного напряжения (250 кВ) в середине и к концу однонааносекундного импульса колоколообразной формы. Давление аргона 760 торр

Анализ результатов теоретического моделирования показывает, что время формирования пучка

быстрых электронов определяется длительностью прохождения волны ионизации и в рассмотренных условиях будет составлять доли наносекунды. Это согласуется с известными экспериментальными данными о том, что при подаче на газовый диод импульсов напряжения 100-киловольтного уровня формируются пучки убегающих электронов длительностью ~100 пс и менее [5, 6, 8], поэтому ожидаемая длительность рентгеновского излучения должна иметь сопоставимые времена. При понижении амплитуды импульса напряжения до 10-киловольтного уровня процессы ионизации развиваются медленнее и есть надежда на то, что в эксперименте имеющееся оборудование позволит исследовать временную структуру импульса рентгеновского излучения.

Установка и методики

Для формирования разряда был использован генератор NPG-15/2000N, разработанный фирмой Megaimpulse Ltd. при Физико-техническом институте им. Иоффе [11]. Генератор формирует импульсы напряжения отрицательной полярности с частотой до 3 кГц, с фронтом импульса не более 3 нс, длительностью ~6 нс и амплитудой холостого хода до 35 кВ. Газоразрядный промежуток (рис. 2) был образован трубчатым катодом 2 (катод с малым радиусом кривизны) из нержавеющей стали диаметром 6 мм с кромкой 100 мкм и плоским анодом 1 из титановой фольги толщиной 20 мкм.

Разрядная камера заполнялась азотом при давлении от 1,5 до 750 торр. Межэлектродный промежуток равнялся 12 мм. Рентгеновское излучение регистрировалось дозиметром Arrow-Tech Inc. (Model 138). Порог чувствительности дозиметра по оценкам соответствовал энергии квантов ~5 кэВ. При энергии квантов 16 кэВ чувствительность дозиметра была на 20% меньше максимальной чувствительности, которая достигалась при энергиях 30–1000 кэВ. Дозиметр помещался на задней стенке 4 разрядной камеры. Временной ход импульсов рентгеновского излучения и их амплитуда регистрировались посредством сцинтиллятора, установленного за анодом с торца камеры, и ФЭУ-100. Ток разряда измерялся с помощью шунта, изготовленного из чип-резисторов. Сигналы с емкостного делителя ТДС3054В (500 МГц) подавались на осциллограф TDS3054В (500 МГц). Свечение разряда фотографировалось через боковое окно фотоаппаратом Sony A100.

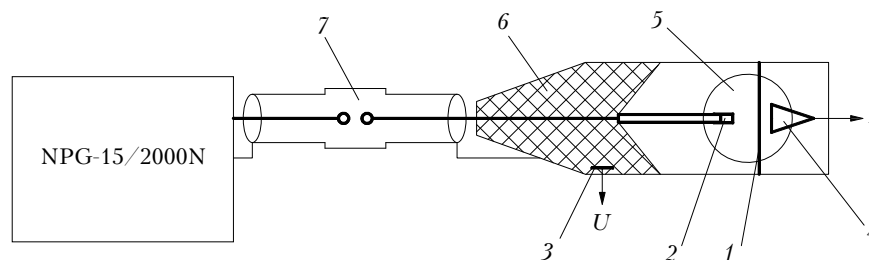


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – анод; 2 – катод; 3 – емкостной делитель напряжения; 4 – место для установки рентгеновских датчиков или сцинтиллятора; 5 – газовый диод; 6 – изолятор газового диода; 7 – обостренный разрядник

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Предварительные эксперименты по регистрации рентгеновского излучения из разрядного промежутка показали, что доза рентгеновского излучения из промежутка и анода мала даже при давлениях азота ~ 90 торр, когда формируется завершённый диффузный разряд. Для увеличения рентгеновского излучения между генератором и разрядной камерой был установлен обстреливаемый разрядник 7, благодаря которому длительность фронта импульса напряжения сокращалась до $\sim 0,3$ нс. Межэлектродный зазор в разряднике был равен 3 мм, разрядник работал в воздухе атмосферного давления.

На рис. 3 приведена зависимость экспозиционной дозы рентгеновского излучения, измеренная дозиметром Arrow-Tech, от давления азота в экспериментах с обстреливаемым разрядником.

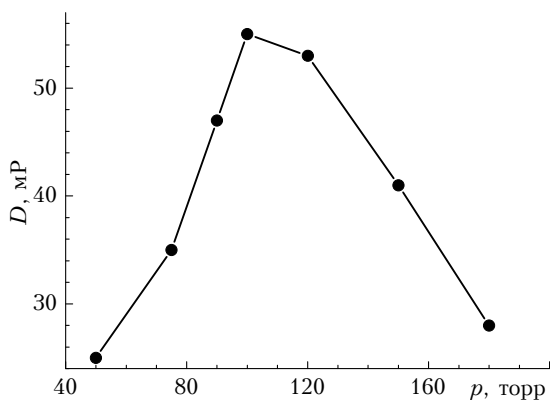


Рис. 3. Зависимость экспозиционной дозы рентгеновского излучения от давления азота в экспериментах с обстреливаемым разрядником

Длительность регистрации экспозиции для каждой точки составляла 2 мин при частоте 500 Гц (60 тыс. импульсов на одну точку). При увеличении частоты следования импульсов от 150 до 500 Гц экспозиционная доза за импульс практически не изменялась. Максимальная доза рентгеновского излучения была зарегистрирована при давлении азота около 100 торр. Отметим, что при проведении предварительных экспериментов без обстреливаемого разрядника экспозиционная доза рентгеновского излучения была меньше, чем на порядок, при прочих равных условиях.

Зависимости амплитуды и длительности импульса рентгеновского излучения, полученные с помощью сцинтиллятора и ФЭУ-100, представлены на рис. 4. Видно, что интенсивность рентгеновского излучения с ростом давления уменьшается. При этом по зависимости длительности рентгеновского излучения четко видны области перехода разряда из вакуумного к диффузному (10–20 торр) и начало перехода диффузного разряда в коронный (более 250 торр). Фотографии разряда, сделанные за один импульс, подтверждают это предположение. При давлении азота ~ 200 торр начинают появляться

незавершённые диффузные каналы, а при ~ 600 торр формируется коронный разряд.

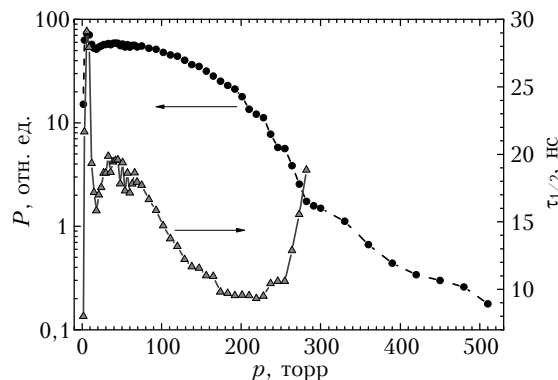


Рис. 4. Зависимость амплитуды и длительности импульса рентгеновского излучения на полувысоте от давления азота. При давлениях выше 300 торр осциллограф использовался в режиме ограничения полосы пропускания до 150 МГц

Переходный процесс от диффузного разряда к короне также иллюстрируют осциллограммы импульсов напряжения и тока разряда (рис. 5).

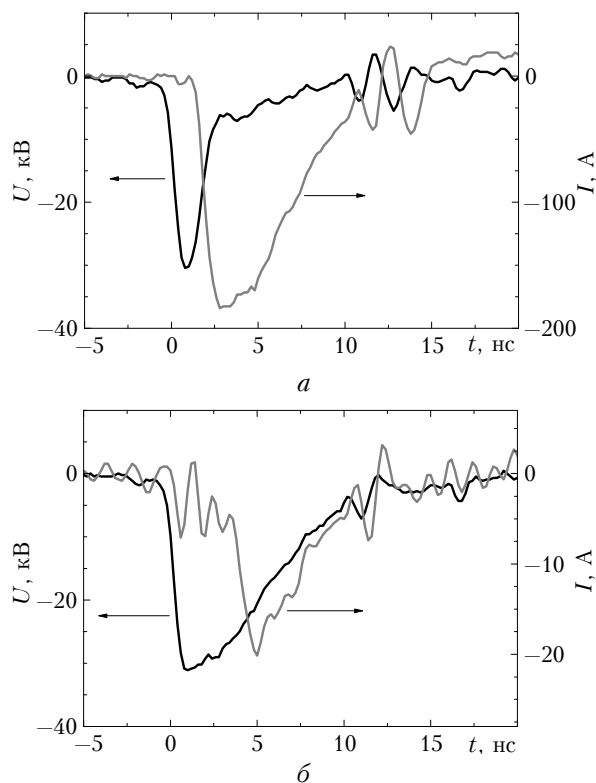


Рис. 5. Осциллограммы импульсов напряжения и тока разряда при различных давлениях азота: *a* – 105 торр; *б* – 420 торр

С давления азота в газовом диоде ~ 250 торр длительность спада импульса напряжения на промежутке сильно увеличивается, амплитуда тока разряда уменьшается на порядок и перед пиком тока проводимости завершённого диффузного разряда появляются колебания.

Из полученных результатов следует, что при переходе от диффузного разряда, при котором яркое свечение наблюдается во всем промежутке, к коронному интегральная длительность импульса рентгеновского излучения увеличивается, а амплитуда уменьшается (см. рис. 4). Данная зависимость, по-видимому, получена впервые. При переходе к коронному разряду, как и было известно ранее [2], ток разряда уменьшается. Отметим, что при увеличении давления до 400–500 торр реализуется переходный режим: вначале формируется коронный разряд, который на спаде импульса напряжения переходит в диффузный разряд с меньшей амплитудой тока (рис. 5, б).

Уменьшение интенсивности рентгеновского излучения с ростом давления при постоянном напряжении генератора объясняется уменьшением параметра E/p (E – напряженность электрического поля; p – давление азота). Как известно, число и энергия убегающих электронов уменьшаются с уменьшением параметра E/p . Увеличение длительности импульса рентгеновского излучения можно объяснить формированием нескольких незавершенных диффузных каналов в промежутке, развитие которых относительно друг друга имеет запаздывание. Предварительные теоретические оценки показывают, что наблюдаемую в экспериментах по рентгеновскому излучению генерацию убегающих электронов может обеспечивать формирование движущейся области усиленного поля на фронте волны ионизации. При формировании нескольких диффузных каналов усиленное поле возникает на фронте волны ионизации каждого из каналов.

Заключение

Проведено теоретическое моделирование нестационарного процесса развития коронного разряда атмосферного давления при подаче на промежутки короткого (субнаносекундного) импульса напряжения. Рассчитаны пространственно-временные распределения концентраций заряженных частиц и электрического потенциала в разрядном промежутке. Расчеты показали, что по окончании наносекундного импульса напряжения в промежутке формируется немонотонное распределение потенциала, причем электрическое поле сосредоточено в узкой области фронта волны ионизации и имеет «обратное» направление (от катода к центру промежутка).

В импульсно-периодическом наносекундном разряде в азоте экспериментально исследованы амплитудно-временные характеристики импульса рентге-

новского излучения. Показано, что с ростом давления происходит переход разряда от диффузной формы к коронной, сопровождаемый увеличением длительности импульса рентгеновского излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-08-00081_а и при поддержке гранта Президента РФ, НШ-1305.2014.2.

1. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
2. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопродный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. 736 с.
3. *Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Петрушенко И.Н., Стишков Ю.К.* Некоторые особенности коронного разряда в воздухе // Ж. техн. физ. 2008. Т. 78, вып. 7. С. 30–34.
4. *Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Kostyrya I.D., Jiang H., Xu R., Rybka D.V., Yan P.* Generation of Runaway Electrons and X-Rays in Repetitive Nanosecond Pulse Corona Discharge in Atmospheric Pressure Air // Appl. Phys. Express. 2011. V. 4. 066001 (3 p).
5. *Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Rybka D.V., Kostyrya I.D., Kozыrev A.V., Yan P., Kozhevnikov V.Yu.* Runaway electrons and x-rays from a corona discharge in atmospheric pressure air // New J. Phys. 2011. V. 13. 113305 (20 p.).
6. *Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Костыря И.Д., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В.* Излучение диффузного коронного разряда в воздухе атмосферного давления // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 11. С. 1009–1017.
7. *Орешкин Е.В., Баренгольц С.А., Орешкин В.И., Чайковский С.А.* Характерная длина и время усиления лавины убегающих электронов в сильных электрических полях // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, вып. 13. С. 17–26.
8. *Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д., Рыбка Д.В.* Пробой в воздухе атмосферного давления при наносекундной длительности импульса напряжения за счет убегающих электронов // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 1. С. 103–108.
9. *Рыбка Д.В., Андроников И.В., Евтушенко Г.С., Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Тригуб М.В., Шутько Ю.В.* Коронный разряд в воздухе атмосферного давления при модулированном импульсе напряжения длительностью 10 мс // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 1. С. 85–90.
10. *Ломаев М.И., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф.* Излучение в ВУФ-области спектра бинарных смесей аргона и гелия с ксеноном при диффузном наносекундном разряде в неоднородном электрическом поле // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 226–229.
11. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов А.К., Коротков Д.А., Люблинский А.Г., Спичкин Г.Л.* Устройство плазменной очистки воздуха от органических загрязнителей с использованием барьерного разряда наносекундной длительности // Приборы и техн. эксперим. 2012. № 5. С. 99–102.

D.V. Rybka, A.G. Burachenko, V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozыrev, V.F. Tarasenko. Effect of nitrogen pressure on characteristics of X-ray during the transition from diffuse discharge to corona one.

Data on the parameters of X-ray pulse at the repetitively pulsed nanosecond discharge in the nitrogen were obtained. It was shown that during the transition from diffuse to corona discharge the X-ray pulse duration increased. A theoretical modeling of the nonstationary process of corona discharge development at atmospheric pressure when nanosecond voltage pulse applied across the gap was performed. Spatial and temporal distribution of concentration of charged particles and the electric potential in the discharge gap were calculated. It was shown that when the nanosecond voltage pulse came to the end non-monotonic potential distribution formed in the gap. It should be said that at the same time the electric field is concentrated in a narrow region of the front of the ionization wave.