

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
В ПЛАЗМЕ ПЛОСКОСТНОГО МНОГОКАНАЛЬНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА
ПРЕДЕЛЬНО-ПЛОТНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ**

*В.Ю. Алхимов, Ю.В. Алхимов, В.К. Кулешов
Томский политехнический университет
E-mail: alkhimov@tpu.ru*

Разработана физико-математическая модель развития разряда в газовом наполнении ГРП с учетом параметров генератора высоковольтных импульсов питания и конструктивных особенностей ГРП. С использованием модели рассчитаны теоретические частотно-контрастные характеристики преобразователя. Исследовано влияние электроотрицательных газов (воздух, кислород) на параметры изображения и время памяти и восстановления газа после пробоя, а также влияние вторичных механизмов на развитие разряда и параметры изображения.

Параметры газоразрядного преобразователя (ГРП), во многом определяются на стадии формирования скрытого электронного изображения и зависят от спектрального, углового и пространственного распределения электронов и квантов, выходящих из электродов и образованных в газе после взаимодействия излучения с газовой средой, а также на стадии развития газового разряда из образованных центров ионизации. Важной особенностью процесса развития электронных лавин в газовом наполнении ГРП является одновременное развитие множества лавин, их взаимное влияние друг на друга, что приводит к развитию плоскостного разряда с высокой плотностью.

Экспериментальный путь получения информации о характеристиках поля излучения в широком диапазоне энергий, для различных конструкций ГРП трудоемок и в настоящее время не представляется возможным. В связи с этим, моделирование прохождения рентгеновского излучения через газовую среду и материалы преобразователя осуществлялось численным методом Монте-Карло.

Во всей области энергий падающих квантов в программе учитываются следующие типы взаимодействия: фотоэффект, комптоновское рассеивание, эффект образования электронно-позитронных пар – для квантов; ионизационные столкновения, тормозное излучение, упругое рассеяние, аннигиляция – для электронов и позитронов.

Расчеты радиального распределения поглощенной энергии в ГРП проводились для точечного источника и круглого мононаправленного пучка фотонов радиусом 10 мм. Зная функцию распределения первичной ионизации от точечного источника, можно определить функцию размыва границ конкретного объекта, имеющего любую геометрическую форму. Некоторые характеристики процесса переноса излучения в ГРП оценивались только для точечного пучка фотонов (изменение числа частиц по глубине поглотителя для оптимизации толщины входного электрода).

На начальной стадии своего развития газовый разряд качественно может быть описан в соответствии с таунсендовским механизмом развития газового разряда.

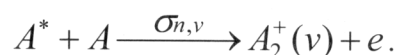
Эксперименты показали, что вследствие искажения поля пространственными зарядами, уже при небольшой плотности тока ~ 10 А/см, наступает заметное увеличение ионизации, и расчеты, использующие только механизм ударной ионизации Таунсенда дают значительную погрешность.

Сейчас наиболее широко используется теория искрового разряда выдвинутая Миком и независимо от него Петером. Теория основана на рассмотрении отдельных электронных лавин, перехода лавины в стример и механизма роста стримеров. В ней учи-

тываются ионизационные процессы (ионизация электронами, характеризуемая таунсендовским коэффициентом α , фотоионизация и действие поля объемного заряда, создаваемого лавинами в стримере.

Согласно теории стримерного пробоя газов, развитой Лебом, Миком и Петером распространение стримеров обусловлено появлением вторичных электронов впереди стримера за счет фотоионизации газа излучением из самого стримера.

Мы исследовали реакцию ассоциативной ионизации для Хе, как один из возможных механизмов развития стримера в условиях ГРП с ксеноновым наполнением. Учитывая селективность реакции при протекании в собственном газе, ассоциативную ионизацию можно записать в виде:



Индексами n и v обозначены соответственно состояния возбужденного атома и номер колебательного уровня иона $A^+(v)$, σ – сечение процесса. Ассоциативная ионизация осуществляется, если энергия возбужденного атома A^* превышает энергию основного колебательного состояния иона. В настоящее время, однако, сведения о выходе ионов A^+ в зависимости от v при ассоциативной ионизации атомов инертных газов отсутствуют. Поэтому реакцию будем характеризовать суммарным сечением:

$$\sigma_n = \sum_v \sigma_{n,v}.$$

Ассоциативная ионизация наиболее эффективно происходит в случае, когда потенциал ионизации атома сравним с энергией диссоциации молекулярного иона. У атомов инертных газов наиболее благоприятными для ассоциативной являются уровни, энергия возбуждения которых превышает 22,19 эВ; 20,2 эВ; 14,6 эВ; 12,8 эВ; 11,07 эВ соответственно для He, Ne, Ar, Kr, Xe.

Для получения количественных оценок по образованию вторичных электронов, необходимо знать основные параметры возбуждения атомов и молекул (сечения, функцию распределения электронов по скоростям). Непосредственное решение кинетического уравнения Больцмана для нахождения функции распределения электронов затруднительно. Однако при рассмотрении атомарного газа можно полагать, что средняя энергия электронов много меньше энергии возбуждения атома. В этом случае свободных электронов, способных возбуждать или ионизовать атом, мало, причем электрон, испытавший неупругое соударение теряет практически всю энергию. Это позволяет использовать диффузионную модель, заключающуюся в том, что при $v < u$ (u – скорость электронов, соответствующая началу неупругих потерь энергии) электроны накапливают энергию из-за диффузии в электрическом поле, а при $v > u$ теряют ее в неупругих столкновениях.

Для расчета сечений возбуждения резонансных уровней была использована формула Режемортера с использованием экспериментальных значений сил осцилляторов. Оценки сечения для видимого излучения использовали полуэмпирические формулы разработанные Ванштейном, Собельманом и Юковым.

Наряду с ионизацией электронным ударом в чистых инертных газах эффективно протекает процесс резонансного возбуждения. Фотоионизация резонансно возбужденных состояний действует как фактор увеличивающий ионизацию. Размножение электронов в лавине определяется суммой коэффициентов ионизации и фотоионизации. Рассмотрено взаимное влияние развивающихся лавин в объемном разряде ГРП друг на друга и на коэффициент усиления лавины M .

Предложенный механизм фотоионизации резонансно возбужденных атомов фотонами, распространяющимися на крыльях спектральной линии, способен объяснить продвижение катодонаправленного стримера в условиях ГРП. Кроме того, важной особенностью

предложенного механизма является и то, что время формирования пробоя при таком вторичном механизме определяется исключительно скоростью электронов в электрическом поле, так как временем запаздывания за счет создания вторичных электронов под действием фотонов можно пренебречь, и, следовательно, оно может иметь наблюдаемое значение.

Основной вклад в ухудшение разрешающей способности ГРП с люминесцентным слоем вносит процесс переноса квантов ультрафиолетового излучения от точки испускания до слоя люминофора. Головка распространяющейся в газе лавины испускает ультрафиолетовое излучение равномерно по всем направлениям, и точечный источник ультрафиолетового излучения на слое люминофора будет изображаться в виде размытого пятна с максимумом в точке, являющейся проекцией точки-источника на плоскость слоя люминофора.

В качестве исходных данных для установления механизма распространения УФ-излучения в условиях ГРП могут служить эксперименты по изменению времени высвечивания разрядов ультрафиолетовой области, проведенные в данной работе. Результаты экспериментов дали для постоянной времени высвечивания ГРП с ксеноновым наполнением при нормальных условиях значение ~ 80 нс. Таким образом, было установлено, что процесс переноса излучения является достаточно быстрым и сравним по времени с длительностью разряда.

Время жизни резонансно возбужденных атомов, образующихся в разряде при электрон-атомных столкновениях $\tau_b = 10^{-9} - 10^{-8}$ с. Коэффициент поглощения для центра резонансной линии в однородном газе равен $\sim 10^6$ см $^{-1}$. Излучаемый возбужденным атомом резонансный фотон практически поглощается соседним атомом; в процессе многих переизлучений он может надолго задержаться в газовой системе. Если $\lambda_p^3 \cdot n_a \gg 1$, где n_a – плотность атомов газа, а λ_p – длина волны резонансного фотона (так, в случае ксенонового наполнения при нормальных условиях $n_G = 2,7 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $\lambda_{p1} = 1,3 \cdot 10^{-5}$ см, $\lambda_{p2} = 1,47 \cdot 10^{-5}$ см, $\lambda_{p2}^3 \cdot n_G > \lambda_{p1}^3 \cdot n_G \gg 1$), то длина пробега оказывается порядка длины волны фотона и времени жизни (ухода на стенки) возбуждения внутри газовой системы с характерным размером $L = 1$ см будет равно $\tau_{жс} = \tau_a \sqrt{L/\lambda_p} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ с.

С другой стороны, данный процесс распространения резонансного излучения подобен процессу диффузии. Коэффициент диффузии можно оценить по формуле для среднего времени жизни диффундирующей частицы внутри плоского объема с зазором d_2 как $D = \frac{d_2^2}{\tau_{жс} \cdot \pi^2}$ и при $d_2 = 1$ см и $\tau_{жс} = 3 \cdot 10^{-6}$ с, $D = 3 \cdot 10^4$ см 2 /с.

Длина пробега резонансного фотона обратно пропорциональна коэффициенту поглощения. При нормальных условиях происходит сильное уширение резонансных линий атомов инертного газа. Фотоны, отклонившиеся от центральной частоты линии, имеют более низкий коэффициент поглощения и, соответственно, будут распространяться в газе с большей скоростью.

Вероятность образования фотонов, отклонившихся от центральной частоты линии ω_0 на частоту $> \Delta\omega$, равна:

$$W(\omega > \omega_0 + \Delta\omega) = \int_{\omega_0 + \Delta\omega}^{\infty} P(\omega) d\omega = \frac{2}{\pi} - \operatorname{arctg} \frac{\Delta\omega}{\gamma/2}$$

где $P(\omega) = \frac{\gamma^2/4}{\Delta\omega^2 + \gamma^2/4}$ – контур резонансной линии при наличии ударного уширения;

γ – ширина линии.

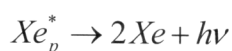
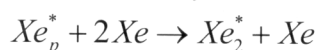
В табл. 1 приведены вероятности образования резонансных фотонов с отклонением от центральной частоты на $n \cdot \gamma$ и отношения коэффициентов поглощения α/α_0 .

Таблица 1

$\Delta\omega$	$\gamma/2$	γ	2γ	5γ	10γ
W	1	0,29	0,16	0,6	0,03
α/α_0	0,50	0,20	0,06,	0,02	0,002

Для ухода резонансных фотонов на стенки преобразователя за время ≈ 80 нс необходимо отклонение их частоты от центральной частоты линии на $\Delta\omega \geq 10\gamma$, а как видно, из табл. 1, таких фотонов образуется мало.

В чистых инертных газах, при нормальных условиях, высокое сечение имеет реакция тройных соударений, в результате которой образуются устойчивые возбужденные молекулы инертных газов. Излучение молекул уже не является резонансным и может практически без поглощения покинуть газовый объем. В случае ксенонового наполнения эту реакцию можно записать следующим образом:



Константа образования возбужденных молекул в реакции $K_b = 2,5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$. Постоянная релаксации данного процесса $\tau_p = 1/K_a : NG^2 = 55 \text{ н/с}$. Радиационный распад возбужденных молекул ксенона при нормальных условиях происходит за время $\sim 10^{-8} \text{ с}$. Используя найденное выше значение коэффициента диффузии резонансного излучения и постоянной релаксации процесса, можно сравнить диффузионный радиус области разряда, излучающей молекулярное излучение Xe_2^* с видимым радиусом разряда, который в ксеноне для лавинно-стримерного разряда, при атмосферном давлении равен $\sim 0,1 \text{ мм}$. Диффузионный радиус при нормальном давлении, $r_D = \sqrt{4Dt + r_p^2} \approx 0,8 \text{ мм}$, значительно превышает видимый радиус и примерно равен ему при высоких давлениях Хе (≥ 10 атм). Сопоставляя временные параметры возможных процессов распространения и измеренное время высвечивания разрядов при нормальных условиях, можно сделать следующие выводы. Процесс диффузии резонансного возбуждения вследствие множества переизлучений при величине газоразрядного промежутка $d_2 \cong 1 \text{ см}$ и нормальных условиях не может определять уход УФ-излучения на стенки преобразователя. Уход УФ-излучения в этих условиях происходит лучевым образом в результате преобразования резонансного излучения атомов в молекулярное по реакции.

Диффузионное распространение резонансного возбуждения возможно при нормальных условиях и величине $d_2 \leq 0,1 \text{ см}$ или при обычных значениях d_2 и пониженных давлениях газа (примерно в десять раз ниже нормального).

Девозбуждение молекул Xe^* приводит к возникновению полос непрерывного спектра и распаду молекул на два атома Хе в состоянии S_0 . В ксеноне наблюдается, в основном, две полосы излучения. Первая идентифицируется с синглетным переходом $^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ с $\lambda_{\text{max}} = 1540 \text{ \AA}$, а вторая, значительно более мощная, с триплетным $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$, имеющим $\lambda_{\text{max}} = 1750 \text{ \AA}$. С повышением давления интенсивность излучения в районе второй полосы возрастет. При нормальном давлении континуум Xe_2^+ заключен в диапазоне длин волн (150–190) нм. Данные по константам реакции тройных

соударений в других инертных газах в литературе отсутствуют, но сообщается о существовании аналогичных молекулярных континуумов в неоне, аргоне, криптоне и гелии.

Газовый разряд в условиях ГРП отмечается большим числом первоначальных электронов в рабочем газе и, следовательно, большой начальной плотностью тока. Это приводит к тому, что на какой-то стадии разряд в ГРП начинает ограничиваться слоем диэлектрика и импедансом генератора, а импеданс ГРП, в свою очередь, начинает оказывать сильное шунтирующее влияние на процессы в генераторе питания. В ГРП мощность газового разряда нарастает лавинообразно, следовательно, основная информация о контролируемом объекте получается на конечной стадии разряда, когда взаимное влияние ГРП и генератора питания велико.

Эквивалентная схема единого комплекса ГРП – генератор питания представлена на рис. 1. В зависимости от исследуемых параметров эквивалентная схема ГРП меняется. На схеме пунктиром выделена эквивалентная схема ГРП для анализа влияния параметров генератора питания и ГРП на интегральную яркость и коэффициент контрастности, в которой ГРП моделируется элементами:

- C_2 – емкость диэлектрика рабочей площади,
- C_3 – емкость газового промежутка рабочей площади,
- C_4 – емкость диэлектрика контрастного участка,
- C_5 – емкость газового промежутка контрастного участка,
- I_6 – ток газового разряда рабочей площади,
- I_7 – ток газового разряда контрастного участка,

Генератор питания представлен в схеме следующими элементами:

- C_1 – емкость накопительного конденсатора,
- R_1 – динамическое сопротивление коммутатора, определяемое соотношением,
- R_2 – сопротивление разрядного контура,
- L – сопротивление разрядного контура и соединительных проводов,
- R_3 – разрядное сопротивление.

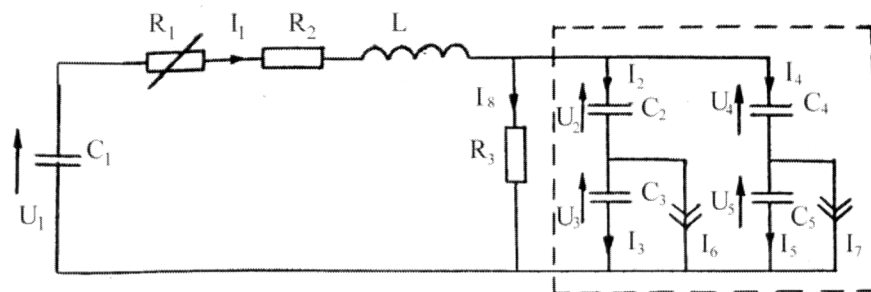


Рис. 1. Эквивалентная схема комплекса ГРП – генератор питания

Ввиду наличия в схеме нелинейных элементов, для решения системы уравнений применен численный метод.

Список литературы

1. В.Н. Цицура, О.И. Силантьев, В.Ю. Алхимов, В.К. Кулешов, Ю.В. Алхимов. Газоразрядный преобразователь с матричной структурой // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309. – № 5. – С. 56–60.
2. В.Н. Цицура, О.И. Силантьев, В.Ю. Алхимов. Разрешающая способность ГРП в режиме дискретной организации газового пространства // Качество-стратегия XXI века: Материалы 11 Международной научно-практической конференции, г. Томск, 5–7 декабря 2006 г. – Томск: Издательство ТПУ, 2006. – С. 157–161.

3. Alkhimov V.Yu., Alkhimov Yu.V. The mosaic detector of x-ray radiation for inspection of oversize objects // Modern techniques and technologies: Proceedings of XIII International Scientific and Practical Conference – Томск, 26–30 марта 2007 г. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – С. 140–143.
4. Alkhimov V.Yu., Kuleshov V.K., Alkhimov Yu.V. Experimental investigation of x-ray gas discharge converters // Modern techniques and technologies: Proceedings of XIII International Scientific and Practical Conference – Томск, 26–30 марта 2007 г. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – С. 143–146.
5. Жарков А.В., Алхимов Ю.В. Импульсный наносекундный рентгеновский аппарат с регулируемой длительностью импульса и дозой в импульсе для использования в установке малодозового контроля // Репутация и качество. – 2007. – № 9. Спецвыпуск. – С. 51–52
6. Алхимов В.Ю., Кулешов В.К. Газоразрядный детектор радиационного излучения // Теория, методы и средства измерений, контроля и диагностики: Материалы VIII Международной научно – практической конференции, г. Новочеркасск, 28 сентября 2007 г. – Новочеркасск: ЮРГТУ, 2007. – С. 40–42.
7. Алхимов В.Ю., Алхимов Ю.В., Кулешов В.К. Пути повышения разрешающей способности газоразрядного преобразователя радиационного излучения // Теория, методы и средства измерений, контроля и диагностики: Материалы VIII Международной научно – практической конференции, г. Новочеркасск, 28 сентября 2007 г. – Новочеркасск: ЮРГТУ, 2007. – С. 42–45.

ИМПУЛЬСНЫЙ НАНОСЕКУНДНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ АППАРАТ С РЕГУЛИРУЕМОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА И ДОЗОЙ В ИМПУЛЬСЕ ДЛЯ УСТАНОВКИ МАЛОДОЗОВОГО КОНТРОЛЯ

*А.В. Жарков, Ю.В. Алхимов
г. Томск, Россия*

Статья посвящена проблеме развития средств радиационного неразрушающего контроля. Проведен анализ существующих малодозовых рентгеновских средств контроля багажа и человека. Предложена функциональная схема рентгеновского аппарата на основе трубки с сеткой и описано назначения составных частей системы.

Свойствами рентгеновского излучения пользуются во многих областях науки, производства и медицины. Рентгеновское излучение используется на производстве для контроля качества выпускаемой продукции, в медицине для нахождения и лечения различных онкологических заболеваний, а так же в химии и физике для определения различных свойств материалов и веществ.

На данном этапе развития рентгенотехники появилась необходимость в создании универсальных импульсных источников излучения с регулируемой длительностью импульса и регулируемой дозой в импульсе для решения различного рода задач. Наиболее интересной из которых является создание комплекса микродозового контроля багажа и человека на основе газоразрядного преобразователя рентгеновского (ГРП) излучения в видимое.

В настоящее время существует несколько моделей такого рода систем. Самыми яркими представителями являются установки следующих типов: рентгенотелевизионные установки контроля на основе люминесцентного экрана, сканирующие рентгеновские