

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

---

**Ю.В. Алхимов, В.К. Кулешов**

**ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ РЕНТГЕНОВСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ С ГАЗОВЫМ УСИЛЕНИЕМ**

*Рекомендовано в качестве учебного пособия  
Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета*

Издательство  
Томского политехнического университета  
2008

УДК 621.386.8(075.8)

ББК 32.995я73

A54

**Алхимов Ю.В.**

A54 Преобразователи рентгеновского излучения с газовым усилением: учебное пособие / Ю.В. Алхимов, В.К. Кулешов. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 284 с.

ISBN 5-98298-314-4

Рассмотрены вопросы формирования изображения в преобразователях рентгеновского излучения с газовым усилением и приведены результаты многолетних теоретических и экспериментальных исследований авторов.

Пособие разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Неразрушающий контроль» и предназначено для студентов и магистрантов, обучающихся по направлению 200100 «Приборостроение».

**УДК 621.386.8(075.8)**

**ББК 32.995я73**

*Рецензент*

Доктор технических наук, профессор ТГАСУ

*О.И. Недавний*

**ISBN 5-98298-314-4**

© Алхимов Ю.В., Кулешов В.К., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского политехнического университета, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время развитию средств неразрушающего контроля во всем мире уделяется значительное внимание. Особое значение в современных условиях имеет обеспечение безопасности при перевозках пассажиров и грузов и защита населения от террористических атак. Для решения такого рода задач необходима разработка новых средств неразрушающего контроля. Основное условие, которому должны удовлетворять такие средства, – не оказывать вредного влияния на здоровье человека и перевозимые грузы. Для решения задач контроля в этой области наибольшее распространение нашли электромагнитный и рентгеновский методы контроля. Преимуществом электромагнитного метода по сравнению с рентгеновским является бóльшая безопасность обследования, так как электромагнитное излучение, в отличие от рентгеновского, не оказывает вредного воздействия на организм человека. Однако этот метод не позволяет точно определить координаты обнаруженного недозволенного предмета или вложения, а дает практически только информацию о его наличии или отсутствии. Рентгеновский метод, дающий теневую картину объекта контроля, обладает в этом случае значительным преимуществом, но, чтобы использовать этот метод, необходимо максимально уменьшить вредное воздействие рентгеновского излучения. То есть максимально снизить дозу излучения, которая необходима для получения теневой картины объекта контроля с требуемым качеством. Одним из наиболее перспективных путей уменьшения лучевой нагрузки на объекты контроля является использование преобразователей рентгеновского излучения в видимое с высоким коэффициентом радиационно-оптического преобразования. К числу таких приборов относится газоразрядный преобразователь (ГРП), который обладает высокой дозовой чувствительностью, низкой себестоимостью и, за счет газового усиления, высоким коэффициентом радиационно-оптического преобразования. Сравнительные характеристики основных преобразователей рентгеновского излучения приведены в табл. В.1.

Газоразрядные преобразователи разработаны на базе искровых камер, применяемых в ядерной физике для регистрации треков элементарных частиц. Их можно разделить на два класса. Газоразрядные преобразователи 1-го класса применяются для регистрации отдельных квантов с последующим получением изображения путем накопления отдельных событий. Преобразователи 2-го класса используются для одновременной регистрации потока излучения с получением на преобразователе сразу всего изображения.

Анализ отечественных и зарубежных исследований по данному вопросу показывает, что первоначально были более изучены преобразо-

ватели 1-го класса. Такое состояние является следствием большого подобия их искровым камерам. Газоразрядные преобразователи 1-го класса – это искровые камеры с ограниченным током, и вся обширная информация, накопления при разработке искровых камер, может быть практически полностью применена для их исследования.

Таблица В.1

*Сравнительные характеристики рентгеновских преобразователей*

№ п/п	Преобразователь	Дозовая чувствительность, мР	Удельная яркость, нг-мин/Р	Разрешающая способность, пар линий/мм	Дефектоскопическая чувствительность, %	Рабочая площадь, см <sup>2</sup>	Время высвечивания, с
1	Рентгеновские пленки	20		70...140	0,5...1	1600**	
2	Флуоресцентные экраны	8	0,17	2...3	4	1600**	0,01...1
3	Ксерографические экраны	8		60...120	1...2	1600**	
4	Сцинтилляционные кристаллы		0,04	3...12	2...3	300	10 <sup>-6</sup>
5	Рентгеновские ЭОП		600	1...2,5	2	700	10 <sup>-2</sup>
6	Газоразрядные преобразователи (лавинный, лавинно-стримерный, стримерный режимы)	10 <sup>-3</sup> ...10 <sup>-2</sup>	0,1...1*	0,8...1,4	7...15	1600**	10 <sup>-7</sup>
7	Газоразрядные преобразователи (с люминофорным покрытием)	10 <sup>-3</sup> ...10 <sup>-2</sup>	1...100*	0,4...0,7	7...15	1600 ... 6000**	10 <sup>-7</sup> ...10 <sup>-2</sup>

*Примечания: \* – частота следования импульсов 25 Гц; \*\* – принципиальных ограничений нет.*

Созданы различные модификации таких преобразователей, отличающихся конструкцией: двух- и трехэлектродные, с детектирующим пространством и сеткой, сплошные и проволочные, отпаянные и проточные; режимами работы – пропорциональный и непропорциональный; способами съема информации – оптический, электрический и др.

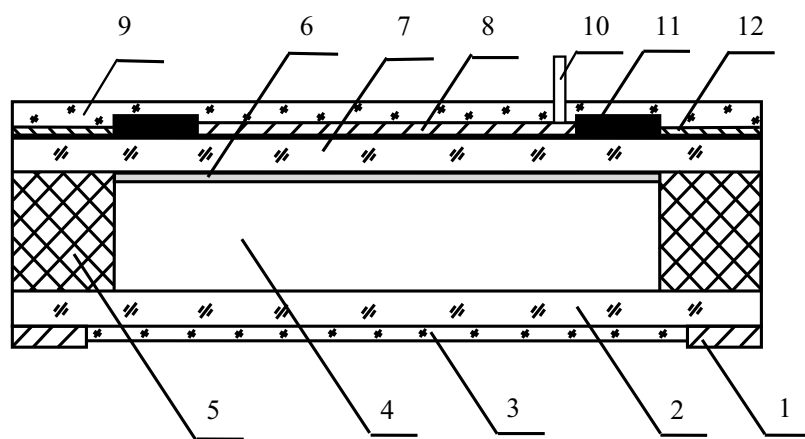


Наиболее просты двухэлектродные преобразователи с оптической записью разрядов на фотопленку, наиболее сложны – многопроволочные пропорциональные камеры, сигнал с которых пропорционален энергии частицы. Такие камеры позволяют из всего изображения выделить ту часть, которая образована квантами определенной энергии, и, таким образом, повысить его контраст. Также они могут легко стыковаться с ЭВМ, что дает возможность автоматизировать процесс расшифровки изображения. Энергетическое разрешение достигает при этом 9...12 %, загрузка – до  $10^5$  частиц/с, пространственное разрешение – около 1 мм. Полезная площадь составляет чаще всего порядка  $30 \times 30$  см<sup>2</sup>. Камеры могут регистрировать различные виды ионизирующего излучения:  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - лучи, нейтроны, позитроны. Основными областями применения пропорциональных камер являются медицина, рентгенография, нейтронная радиография, кристаллография, запись рентгенодифракционных картин биологических молекул, а также рентгеновская астрономия и исследование процессов образования остаточных деформаций. Зарубежные исследования (в основном прикладные) опережают отечественные. За рубежом внедрены и эксплуатируются в течение ряда лет медицинские  $\gamma$ -камеры. При этом отмечены их практические преимущества по сравнению с обычными сцинтилляционными сканерами: уменьшение лучевой нагрузки, дешевизна и простота, лучшее качество изображения. Отмечен большой срок службы отпаянных камер, прошедших перед заполнением термическую обработку в вакууме (1...2 года). Однако для разрешения ряда задач они не могут быть использованы в связи с большим количеством времени набора информации.

Ко второму классу относятся газоразрядные преобразователи без люминофоров (ГРП) и с люминофорами (ГРЛП). Они представляют питаемый импульсом высокого напряжения разрядный промежуток, образованный двумя плоскопараллельными электродами. Конструктивно это чаще всего герметическая двухэлектродная камера, наполненная инертным газом до атмосферного давления. Расстояние между плоскопараллельными электродами, один из которых прозрачен для видимой части спектра излучения, а другой – металлический, обычно не превышает 1 см. Для ограничения тока в отдельных разрядах и их электрической развязки один из электродов отделен от газоразрядного объема диэлектриком.

На рис. В.1 приведено схематическое изображение отпаянного образца ГРЛП с резистивными слоями. Основу ГРЛП составляют две стеклянные подложки 2 и 7, разделенные рамкой 3. Рамка также обычно выполняется из стекла для повышения технологичности процесса изготовления. Подложка и рамка склеиваются, образуя герметичный объем 4. Через специальную трубку этот объем откачивается до глубокого вакуума, а затем заполняется инертным газом до атмосферного давления. После этого трубка запаивается, и газ внутри объема не меняется в течение

всего срока службы прибора. На передней поверхности стеклянной подложки 2 нанесен прозрачный слой окиси олова ( $\text{SnO}_2$ ). Этот слой образует прозрачный электрод. По периметру электрода нанесена контактная площадка из напыленного алюминия. Таким образом, газовый объем отделен от электродов слоем стекла. Это обеспечивает гальваническую развязку разрядов в газовом объеме и уменьшает влияние разрядов друг на друга. На другую стеклянную подложку 7, на сторону, обращенную внутрь газового объема, напылен тонкий слой люминофора. Основная доля оптического излучения в газовом разряде приходится на ультрафиолетовую часть спектра. Таким образом, задача люминофора – трансформировать ультрафиолетовое излучение в видимое, то есть люминофор должен возбуждаться жестким ультрафиолетовым излучением и высвечивать световые кванты в видимой области спектра. В ГРП чаще всего применяется люминофор, аналогичный тому, который используется в телевизионных приемниках, с полосой возбуждения 150...200 нм и высвечивающемся в зеленой области спектра. На противоположную сторону стеклянной подложки нанесен слой непрозрачного проводящего материала 8 (пленка из алюминия), к которому приварен контактный электрод 10. Поверх проводящего слоя нанесен полимерный непроводящий защитный слой 9. Постепенно снижение напряженности поля в рабочем поле происходит за счет изменения потенциала по поверхности резистивного слоя 11. Резистивный слой находится в гальваническом контакте с непрозрачным электродом 8 и электродом 12, который служит для выравнивания потенциала по поверхности рамки 5. Ширину резистивного поля выбирают такой, чтобы он не перекрывался разрядом.



*Рис. В.1. Газоразрядный преобразователь рентгеновского излучения в видимое:*  
 1 – контактные дорожки из напыленного Al; 2, 7 – стеклянные подложки;  
 3 – прозрачный электрод, пленка  $\text{SnO}_2$ ; 4 – газоразрядный объем;  
 5 – диэлектрическая рамка; 6 – люминофорный слой; 8 – непрозрачный электрод;  
 9 – защитная пленка из органического полимера; 10 – вывод непрозрачного электрода;  
 11 – резистивный слой; 12 – выравнивающий электрод

Принципиальным отличием ГРП от искровых камер является то, что в ГРП для визуализации поля рентгеновского излучения используется коллективный разряд, то есть в искровой камере для визуализации трека частицы используется одна искра, которая развивается вдоль следа частицы, а в ГРП используется огромное количество искр, развивающихся одновременно, которые формируют плоское видимое изображение объекта контроля. Таким образом, ГРП сочетает в себе свойства детектора рентгеновского излучения и усилителя яркости видимого изображения.

Таким образом, принцип работы ГРП состоит в усилении скрытого электронно-ионного изображения, образующегося в газе под действием ионизирующего излучения, посредством газового разряда и преобразованием ультрафиолетового излучения газового разряда в видимое на люминофорном слое. Коэффициент газового усиления в ГРП достигает  $10^6 \dots 10^7$ .

Можно инициировать несколько режимов работы ГРП, из которых нами исследованы: лавинный, лавинно-стримерный и стримерный.

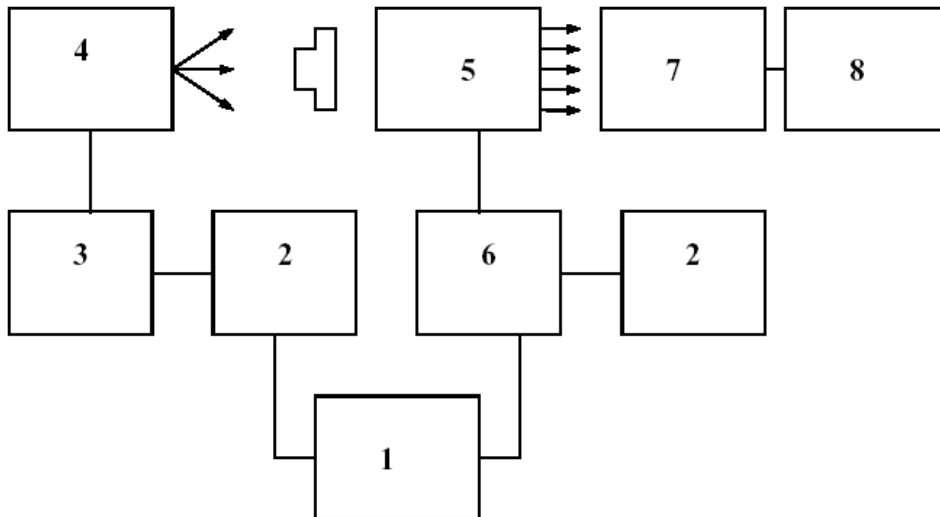
Процесс формирования изображения в газоразрядных преобразователях можно разделить на несколько стадий:

- образование скрытого электронно-ионного изображения под действием импульса ионизирующего излучения;
- усиление скрытого изображения посредством газового разряда;
- формирование видимого изображения за счет трансформации жесткого ультрафиолетового излучения разряда на слое люминофора.

Скрытое изображение формируется в газовом объеме первичными электронами, образованными при прохождении фотонного излучения через электроды и газовое наполнение детектора. Формирование оптического изображения в ГРП связано с протеканием в разрядах процессов возбуждения атомов и молекул. В газоразрядных преобразователях с люминесцентным слоем, располагаемым на внутренней поверхности одного из электродов, происходит дополнительная трансформация ультрафиолетового излучения разрядов в видимое.

На основе ГРП можно строить установки для контроля, которые можно использовать для различных целей. Наиболее перспективно применение таких установок в системах безопасности для обнаружения нездоровенных вложений в багаже или на теле человека и в медицине.

На рис. В.2 приведена структурная схема установки рентгеновского контроля объектов на основе ГРП и ГРЛП. Это традиционный рентгеновский интроскоп, включающий импульсный источник рентгеновского излучения, преобразователь рентгеновского излучения и дополнительные электронные схемы.



*Рис. В.2. Структурная схема рентгено-телевизионной системы контроля на основе ГРП*

Установка состоит из двухканального задающего генератора, канала высоковольтного импульсного питания ГРП и канала питания импульсного рентгеновского излучателя.

Как было описано выше, скрытое изображение формируется в результате воздействия короткого импульса рентгеновского излучения, а затем под воздействием импульса высокого напряжения происходит развитие лавин и преобразование скрытого изображения в видимое. Поэтому необходимо обеспечить строгую временную последовательность импульсов рентгеновского излучения и высоковольтных импульсов питания. Двухканальный задающий генератор 1 обеспечивает запуск генераторов импульсного высокого напряжения для питания ГРП 6 и рентгеновского излучателя 4 импульсами с регулируемым по времени смещением. Конструкция генератора позволяет выбирать несколько режимов работы установки. При этом возможен однократный запуск генератора, запуск от автогенератора частотой 50 Гц, синхронизованного с сетью, и запуск от автогенератора с перестраиваемой в диапазоне от 5 до 100 Гц частотой.

Импульс с задающего генератора поступает на генератор импульсов высокого напряжения для питания импульсного рентгеновского излучателя 4. Генератор состоит из источника высокого постоянного напряжения 2 и собственно генератора коротких импульсов 3. Генератор вырабатывает импульсы 8...10 кВ для питания рентгеновского излучателя. В качестве излучателя используются рентгеновские аппараты типов МИРА или ДИНА на основе рентгеновских трубок с взрывной эмиссией. По другому каналу импульс с регулируемой временной задержкой в пределах 0...200 нс поступает на схему запуска генератора

импульсного питания ГРП (6, 2). Импульс высокого напряжения с генератора амплитудой 15...30 кВ используется для питания ГРП.

Изображение с экрана ГРП можно наблюдать визуально или с помощью телевизионной системы 7, вводить в компьютер 8 для дальнейшей обработки и хранения.

За рубежом разработкой преобразователей, аналогичных по режимам работы с ГРП, занимаются, в основном, те же группы, что и разработкой преобразователей 1-го класса. Опубликованные работы носят скорее рекламный характер, иллюстрирующий возможность получения на преобразователе всей картины одновременно, что не отражает ни оптимизации, ни возможностей таких приборов.

Толчок исследованиям газоразрядных преобразователей в России дали Г.Б. Бондаренко и Б.А. Долгошеин, которым удалось реализовать условия для удержания коллективного разряда, инициированного импульсным рентгеновским излучением, в двухэлектродной системе. Практически это было начало использования газоразрядных преобразователей для визуализации радиационных изображений. Однако ими не было дано описание механизма формирования изображения в ГРП, правильно отражающего физические процессы при образовании скрытого электронного изображения, а также возможные пути его визуализации.

Настоящая книга содержит материалы многолетних фундаментальных и прикладных исследований ГРП, проводимых в НИИ интроскопии Томского политехнического университета. В ней полностью раскрыт механизм преобразования радиационного изображения в видимое в ГРП и ГРЛП, изучены условия оптимальной реализации достоинств газоразрядных преобразователей в интроскопии, предложены методы улучшения основных параметров ГРП, позволяющие, в частности, реализовать промышленный вариант газоразрядного люминесцентного преобразователя и строить мобильные импульсные системы рентгеновского контроля.

# ГЛАВА 1

## ФОРМИРОВАНИЕ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ГРП

### 1.1. Формирование первичного ионизационного эффекта в газоразрядном преобразователе

Скрытое электронно-ионное изображение образуется в газовом объеме преобразователя под действием ионизирующего излучения. По принципу действия ГРП является импульсным прибором, поэтому в качестве источников ионизирующего излучения в установках на основе ГРП применяются импульсные рентгеновские излучатели на трубках с взрывной эмиссией. Характеристики рентгеновского излучателя (длительность импульса излучения, его спектральный состав, доза излучения), а также конструктивные параметры ГРП (состав газа, его атомный номер и давление, величина газового зазора, материал и толщина переднего и заднего электродов) оказывают влияние на параметры пространственного распределения образующихся под действием рентгеновского излучения электронно-ионных пар и, следовательно, на интроскопические и временные характеристики ГРП (контраст, нерезкость видимого изображения и его яркость, время памяти и восстановление газа после пробоя).

С точки зрения длительности импульса рентгеновского излучения в установках на основе ГРП наилучшие результаты будут давать излучатели, у которых она не превышает 1 мкс. Это объясняется рядом причин. Во-первых, время жизни носителей заряда, образующихся в газе под действием рентгеновского излучения невелико (в дальнейшем будет показано, что для рабочих газовых смесей время жизни составляет несколько микросекунд). Во-вторых, электроны, образовавшиеся в газе, будут за счет процессов диффузии и дрейфа смещаться в пространстве, ухудшая тем самым контраст и разрешение скрытого изображения. Характеристики импульсных рентгеновских аппаратов, которые можно использовать совместно с ГРП, приведены в табл. 1.1. Из таблицы следует, что длительность импульсов излучения составляет порядка 100 нс и энергия квантов не превышает 150...300 кэВ, а эффективная энергия меньше 100 кэВ.

Параметры скрытого электронно-ионного изображения зависят от спектрального, углового и пространственного распределения электро-

нов и квантов, выходящих из электродов и образованных в газе после взаимодействия излучения с конструктивными материалами ГРП.

Основными процессами взаимодействия рентгеновского излучения с веществом при энергиях квантов менее 1 МэВ являются фотоэффект и Комптон-эффект, причем на низких энергиях преобладает фотоэффект. Электроны, возникающие в электроде в результате этих взаимодействий, могут выйти в рабочий газовый объем только тогда, когда они возникают на глубине, не превышающей максимальной длины пробега электрона с данной энергией. В табл. 1.2 приведены расчетные значения пробегов электронов различной энергии в олове, а в табл. 1.3 – вероятности потерь энергии в рабочем газе электронами, вышедшими из оловянного электрода и образовавшимися в рабочем газе в результате взаимодействия в нем рентгеновского излучения. Расчеты приведены для ксенона (Xe) и неона (Ne). Неон является инертным газом с наименьшим атомным номером, а ксенон – это инертный газ с наибольшим атомным номером, который не обладает собственной радиоактивностью.

Таблица 1.1

*Импульсные рентгеновские аппараты*

Тип аппарата	Тип трубки	Амплитуда импульса напряжения, кВ	Длительность рентгеновского импульса, с	Частота, Гц	Ресурс*	Масса, кг
ИРА-1Д	ИА-3-250	220...280	$10^{-7}$	0,1	$10^4$	30
ИРА-2Д	ИА-3-250	300...350	$10^{-7}$	1...2	$10^4$	30
ИРА-3	ИМА-1-150П	150	$10^{-8}$	однокр.	$2 \cdot 10^5$	3
Квант	ИМА-1-150П	100	$10^{-8}$	однокр.	$5 \cdot 10^5$	1,3
ДИНА-1	ИМА-6Д	100	$10^{-8}$	100	$5 \cdot 10^5$	15
РИНА-1Д	ИМА-2-150Д	200	$10^{-8}$	10...15	$10^6$	11
РИНА-2Д	ИМА-5-320Д	300	$10^{-8}$	5...10	$10^5$	20
РИНА-3Д	ИМА-5-320Д	400	$10^{-8}$	3...5	$10^5$	50
МИРА-1Д	ИМА-6Д	80**	$10^{-8}$	20	$5 \cdot 10^5$	12
МИРА-2Д	ИМА-2-150Д	120	$1,5 \cdot 10^{-8}$	10	$10^6$	15
МИРА-3Д	ИМА-5-320Д	160	$2 \cdot 10^{-8}$	5	$10^5$	25

Примечания: \* – ресурс определяется количеством включений рентгеновской трубки;

\*\* – эффективная энергия излучения, кэВ.

Таблица 1.2

## Пробеги электронов различной энергии в олове

$E_e$ , кэВ	10	20	30	40	50	60	80	100
$R_{Sn}$ , МКМ	0,7	2	4	7	10	14	22,2	33

Таблица 1.3

## Доля энергии, теряемая электроном в олове и инертных газах

$E_{изл}$ , кэВ	20	40	60	80	100	150
$P_{Sn}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,8 \cdot 10^{-4}$
$P_{Ne}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
$P_{Xe}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$

Так как порядковые номера ксенона и олова близки,  $P_{Sn}$  рассчитывается по выражению:

$$P_{Sn} = P_{Xe} \frac{Z_{Sn}^3 R_e \rho_{Sn}}{Z_{Xe}^3 d_{Xe} \rho_{Xe}} \cdot 0,1,$$

где  $R_e$  – пробег фотоэлектронов в олове, мм;  $\rho_{Sn}$  – плотность олова;  $d_{Xe}$  – величина газового промежутка, см;  $\rho_{Sn}$  – плотность ксенона;  $Z_{Sn}$  – порядковый номер олова (50);  $Z_{Xe}$  – порядковый номер ксенона (54).

После подстановки получим

$$P_{Sn} = 9,9 \cdot 10^3 P_{Xe} R_e.$$

Согласно табл. 1.3 наибольшей эффективностью обладают ГРП, наполненные ксеноном.

В процессе образования скрытого изображения происходит потеря информации, за счет размытия изображения первичными электронами, и ухудшение статистики, вследствие низкой эффективности регистрации рентгеновского излучения. Учитывая, что максимум углового распределения первичных электронов находится в направлении, перпендикулярном направлению распространения квантов излучения, находим, что на больших энергиях разрешение газоразрядного преобразователя будет, в основном, определяться размытием скрытого рентгеновского изображения.

При составлении таблиц для определения пробега электронов в сантиметрах использовалось выражение

$$R_e = 4,6 \cdot 10^{12} \frac{I^2}{E_0 N Z} \overline{Ei} \left( 1 + \ln \frac{eE_0^2}{2I^2} \right),$$



где  $I$  – средняя энергия ионизации, эВ;  $N$  – число атомов тормозящего вещества, см<sup>-3</sup>;  $Z$  – заряд ядра атомов тормозящего вещества;  $E_0$  – начальная энергия электронов, эВ;  $Ei(x)$  – модифицированная интегральная показательная функция;  $e$  – основание натурального логарифма.

Оно является решением уравнения Бете для нерелятивистских электронов, определяющим средние потери энергии электронами на единице пути

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\pi q_0}{E_0} NZ \ln\left(\frac{E \cdot E_0}{I^2} \cdot \frac{e}{2}\right),$$

где  $q_0$  – заряд электрона.

Согласно данным табл. 1.2 и 1.3, максимум плотности ионизации первичные электроны создают в конце своего пути, т. е. разрешение ГРП будет резко падать с увеличением энергии рентгеновского излучения, ввиду этого особый интерес представляет Оже-эффект. Физически он представляет собой процесс поглощения атомом собственного характеристического излучения, которое образуется при заполнении вакансии, образованной в результате фотоэффекта, электронами верхних уровней. При этом в атоме образуется новая вакансия на более высоком уровне. Этот процесс может повториться, в результате чего атом превращается в многозарядный ион, а исходная энергия возбуждения, равная энергии уровня первоначальной вакансии, распределяется между относительно большим числом медленных оже-электронов. Последние создают мощные центры ионизации в окрестностях точки взаимодействия рентгеновского кванта.

Теоретически пространственное разрешение ГРП можно определить путем численного решения задачи переноса первичных электронов в газе и материале электродов с учетом их рождения. В настоящее время разработаны различные численные методы решения задач переноса потока ионизирующих излучений. Нами для определения функции размытия резкой границы использована «диффузная модель». При этом получено, что функция распределения плотности ионизации с удовлетворительной точностью представляется в виде

$$n(x) = 0,5 \cdot n_0 \cdot \left[ 1 - \Phi\left(3 \frac{x}{u}\right) \right],$$

где  $x$  – расстояние от границы;  $n_0$  – плотность ионизации на достаточном удалении от границы;  $u$  – собственная нерезкость преобразователя.

Наибольший интерес для практических целей представляет функция распределения ионизации в рабочем газе ГРП от потока квантов точечного мононаправленного источника. Зная эту функцию, можно легко определить функцию размытия границ конкретного объекта. Так, в слу-

чае резкой полубесконечной границы получаем для моноэнергетических квантов:

$$n(x) = F \cdot \int_x^R n(\rho) \cdot 2\rho \arccos \frac{x}{\rho} \cdot d\rho,$$

где  $n(x)$  – функция распределения ионизации от точечного мононаправленного источника, нормированная на один квант;  $F$  – флюэнс частиц.

Для спектра получаем:

$$n(x) = \int_0^{E_{\max}} F(E) \cdot \int_x^R n(\rho) \cdot 2\rho \arccos \frac{x}{\rho} \cdot d\rho dE.$$

Эти выражения показывают, что распределение плотности ионизации для случая резкой полубесконечной границы симметрично относительно границы, а плотность ионизации на границе равна половине плотности ионизации, созданной таким же потоком при полной засветке.

## 1.2. Применение метода Монте-Карло для расчета параметров электронного изображения в ГРП

Интроскопические параметры ГРП на стадии формирования скрытого электронного изображения при взаимодействии фотонов с электродами и газом могут быть получены из решения системы интегро-дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} [\bar{\Omega}_{\nabla} + \Sigma_1 - \hat{k}_{11}] \Phi_1(\bar{x}) - \hat{k}_{12} \Phi_2(\bar{x}) = S_1(\bar{x}) \\ [\bar{\Omega}_{\nabla} + \Sigma_2 - \hat{k}_{22}] \Phi_2(\bar{x}) - \hat{k}_{21} \Phi_1(\bar{x}) = S_2(\bar{x}) \end{cases}, \quad (1.1)$$

где  $\Phi_i(\bar{x}) = \Phi_i(\bar{r}, \bar{\Omega}, \bar{E})$  – дифференциальный по направлениям и энергиям  $E$  поток электронов, позитронов (индекс 1) и квантов (индекс 2). Ядрами операторов  $\hat{k}_{ij}$  являются соответствующие дифференциальные сечения  $\Sigma_{ij}$  процессов  $j \rightarrow i$

$$\begin{cases} k_{ij} = \int d\Omega' \int dE' \Sigma_{ij}(\bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}; E' \rightarrow E) \\ \Sigma_i = \Sigma_j \int d\bar{\Omega}' \int dE' \Sigma_{ji}(\bar{\Omega} \rightarrow \bar{\Omega}'; E \rightarrow E') \end{cases}.$$

В условиях трехмерной геометрии система уравнений (1.1) зависит от шести переменных. Кроме того, достаточно велико число различных типов взаимодействий, которые испытывают частицы при движении в веществе: упругие, ионизационные и тормозные столкновения – электро-

ны (позитроны); эффект аннигиляции – позитроны; фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар – кванты.

Решение системы является чрезвычайно сложной математической задачей даже для случая бесконечной и однородной среды. Реальный же поглотитель неоднороден и ограничен, что усложняет решение задачи. Поэтому в настоящее время широкое распространение получили численные методы решения кинетических уравнений. Из них наиболее распространён метод Монте-Карло.

Этот метод позволяет решать задачи с учетом реальной геометрии, всех взаимодействий частиц в веществе и самых точных, имеющихся в распоряжении сечений этих взаимодействий. Единственный существующий недостаток метода Монте-Карло заключается в том, что он имеет слабую сходимость (погрешность убывает  $1/N$ , где  $N$  – число моделирующих траекторий). Но он в значительной степени компенсируется тем, что скорость и точность расчета слабо зависят от геометрической сложности задачи.

К положительной стороне метода можно также отнести простоту и наглядность алгоритма, что позволяет практически учесть все типы взаимодействий, которые происходят с частицами в веществе. При этом время расчета, в основном, будет определяться лишь теми взаимодействиями, которые происходят наиболее часто.

Методом Монте-Карло оценивались следующие параметры ГРП: нерезкость (размытие резкого перепада потоков излучения разной интенсивности) первичной ионизации в газе, эффективность поглощения квантов преобразователем при различных параметрах рабочего газа. Определены их значения для спектров рентгеновского излучения аппаратов МИРА-1Д, МИРА-3Д, рентгеновской трубки 14-30БД10-150, а также тормозного излучения бетатронов с максимальной энергией 6; 30 и 70 МэВ.

Текст программы расчета на языке программирования Фортран приведен в Приложении 1.

### **1.2.1. Построение траекторий $\gamma$ -квантов**

До своего поглощения кванты испытывают сравнительно небольшое количество столкновений, время расчета одной траектории невелико, поэтому возможно их аналоговое моделирование (т. е. когда моделирование траекторий ведется с использованием реальных вероятностей перехода, а характеристики радиационного поля вычисляются в соответствии с их физическим смыслом).

Случайный пробег кванта  $S$  между двумя последовательными столкновениями определяется по формуле

$$S(E) = -\frac{\ln \xi}{\Sigma_\gamma(E)},$$

где  $\xi$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале  $0 \dots 1$ ;  $\Sigma_\gamma(E)$  – полное макроскопическое сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов,  $\Sigma_\gamma(E) = \Sigma_\phi(E) + \Sigma_\kappa(E) + \Sigma_n(E)$ ;  $\Sigma_\phi(E)$ ,  $\Sigma_\kappa(E)$ ,  $\Sigma_n(E)$  – сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния и эффекта образования электронно-позитронных пар, соответственно.

Путь кванта между столкновениями прямолинейный, поэтому декартовы координаты точки следующего  $(i + 1)$  взаимодействия определяются из соотношения

$$\vec{r}_{i+1} = \vec{r}_i + S\vec{\Omega}_i,$$

где  $\vec{\Omega}_i$  – направление вылета кванта в лабораторной системе координат из точки  $i$ -столкновения.

### 1.2.2. Моделирование процессов столкновения квантов

Тип процесса столкновения разыгрывается в соответствии с его вероятностью:  $\Sigma_i(E)/\Sigma_\gamma(E)$ . В программе при построении траектории квантов учитываются следующие типы взаимодействия: эффект Комптона, фотоэффект и эффект образования электронно-позитронной пары.

Для розыгрыша энергии кванта, испытавшего комптоновское рассеяние, используется алгоритм Кана. Схема Кана включает в себя метод функций распределения и метод Неймана. Применение и детальная разработка этой схемы были осуществлены при выборе случайного изменения длины волны фотона из распределения Клейна-Нишины. Опуская нормировочную константу, это распределение можно представить в виде

$$k(r, \lambda_n) = \frac{\lambda_n + 2}{9\lambda_n + 2} g_1(r) h_1(r) + \frac{8\lambda_n}{9\lambda_n + 2} g_2(r) h_2(r),$$

где  $r = \frac{\lambda_{n+1}}{\lambda_n}$ ;

$$g_1 = \frac{\lambda_n}{2}, \quad h_1 = 4 \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \right);$$

$$g_2 = \frac{\lambda_n + 2}{2r^2}, \quad h_2 = \frac{1}{2} \left[ (1 - \lambda_n r + \lambda_n)^2 + \frac{1}{r} \right].$$

Выборка  $f_1(r) = g_1(r)h_1(r)$  и  $f_2(r) = g_2(r)h_2(r)$  осуществляется с относительными частотами  $\frac{\lambda_n + 2}{9\lambda_n + 2}$  и  $\frac{8\lambda_n}{9\lambda_n + 2}$ , соответственно.

Направление движения электрона отдачи определяются из законов сохранения энергии и импульса.

При фотоэффекте энергия испущенного фотоэлектрона  $E_\phi$  равна:

$$E_\phi = E_\gamma - W_Q,$$

где  $E_\gamma$  – энергия падающего фотона;  $W_Q$  – энергия связи на оболочке атома.

Угловое распределение К-фотоэлектронов от неполяризованного первичного излучения

$$J(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} + \frac{1}{2} \cdot \frac{(1 - \sqrt{1 - \beta^2}) - 2\beta^2}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^3}.$$

Угловое распределение L<sub>I</sub>-фотоэлектронов подобно угловому распределению К-фотоэлектронов в предельно-релятивистском случае. Вклад L<sub>II</sub> и L<sub>III</sub>-фотоэлектронов в общее угловое распределение L-электронов не велик для малых Z, но важен в случае тяжелых веществ.

Распределение интенсивностей К и L<sub>I</sub>-фотоэлектронов отличаются масштабным фактором 1/8. Для L<sub>II</sub>-фотоэлектронов  $J(\theta)$  в предельно релятивистском случае быстро уменьшается с увеличением угла, а для L<sub>III</sub>-фотоэлектронов, наоборот, увеличивается с ростом  $\theta$  до  $\theta = 0,42$ , а затем уменьшается. Углы  $\theta$  и  $\phi$  задают направление движения вторичных частиц относительно направления движения первичной. Для перехода в лабораторную систему координат из системы центра инерции используются формулы пересчета углов:

$$\left. \begin{aligned} \Omega'_x &= \cos \theta \cdot \Omega_x + A(\Omega_x \Omega_z \cos \phi - \Omega_y \sin \phi) \\ \Omega'_y &= \cos \theta \cdot \Omega_y + A(\Omega_y \Omega_z \cos \phi + \Omega_x \sin \phi) \\ \Omega'_z &= \cos \theta \cdot \Omega_z + A(1 - \Omega_z^2) \cos \phi \end{aligned} \right\} \text{при } |\Omega_z| \neq 1,$$

$$A = \sin \theta (1 - \Omega_z^2)^{-1/2},$$

$$\left. \begin{aligned} \Omega'_x &= \sin \theta \cdot \cos \phi \\ \Omega'_y &= \sin \theta \cdot \sin \phi \\ \Omega'_z &= \cos \theta \cdot \Omega_z \end{aligned} \right\} \text{при } |\Omega_z| = 1.$$

Направления движения в лабораторной системе координат первичной и вторичной частицы –  $\bar{\Omega} = \{\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z\}$  и  $\bar{\Omega}' = \{\Omega'_x, \Omega'_y, \Omega'_z\}$ , соответственно.

Для розыгрыша  $\sin \phi$  и  $\cos \phi$  используется алгоритм Неймана. В программе учитывается характеристическое рентгеновское излучение,

возникающее при фотоэффекте, причем считается, что энергия равна  $\overline{K}_{\alpha\beta}$  – для К-серии,  $L_{I\ II\ III}$  – для L<sub>I</sub>-серии, а угловое распределение считается изотропным.

При энергиях кванта выше 1,022 МэВ начинается происходить образование электронно-позитронных пар. В программе считается, что, если энергия кванта  $E < 3$  МэВ, то энергия позитрона  $E_+$  определяется в соответствии с формулой Хана:

$$\Sigma_n(U_+)dU_+ = \left[ \left( \frac{8(Z+1)NZr_0^2 f_1(x)}{3 \cdot A \cdot 137} \right) \cdot \left( \frac{E - 2mc^2}{E} \right)^3 \right] dU_+,$$

где  $f_1(x) = 2(x(1-x))^{1/2}$ ;  $x = \frac{(U_+ - mc^2)}{(E - 2mc^2)}$ ;  $U_+ = E_+ + mc^2$  – полная энергия позитрона;  $Z$  и  $A$  – заряд и массовое число вещества;  $N$  – число Авогадро;  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  – классический радиус электрона;  $m$  – масса покоя электрона.

Для моделирования энергии позитрона используется метод Неймана.

Если энергия кванта более 3 МэВ, то для определения энергии позитрона используются формулы Бете–Гайтлера:

$$\Sigma_n(E, E_+)dE_+ = \left[ \left( \frac{4NZ(Z+1)r_0^2}{E \cdot A \cdot 137} \right) \cdot G(E, \nu) \right] dE_+;$$

$$\nu = \frac{(E_+ + mc^2)}{E}.$$

$G(E, \nu)$  – плавная функция  $E$  и  $\nu$ . Ее вид зависит от параметра экранирования.

Угол вылета электрона  $\theta_-$  и позитрона  $\theta_+$  – разыгрывается из распределения Борселино:

$$\cos \theta_- = 1 - \left[ \frac{\xi^2}{2(E_-/mc^2 + 1)^2} \right],$$

$$\cos \theta_+ = 1 - \left[ \frac{\xi^2}{2((E - E_-)/mc^2 - 1)^2} \right],$$

где  $\xi$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале  $[0...1]$ .

Моделирование случайной величины осуществляется методом функций распределения. Для розыгрыша энергии позитрона дважды применяется метод Неймана.

При моделировании направлений движения электрона и позитрона ( $\bar{\Omega}_-$ ,  $\bar{\Omega}_+$ ) учитывается, что эти векторы лежат в одной плоскости, т. е. азимутальные углы связаны соотношением  $\varphi_+ = \varphi_- + \pi$ . Это нужно учитывать при моделировании направлений вторичных частиц (при комптоновском эффекте, эффекте аннигиляции, ионизации, радиационных столкновений электронов).

Во всех остальных столкновениях (как квантов, так и электронов) распределение вторичных частиц по азимутальному углу  $\varphi$  принимается равномерным. Оно определяется по формуле  $\varphi = 2\pi\xi$ .

### **1.2.3. Построение траекторий электронов**

Заряженные частицы движутся в веществе и теряют энергию в упругих и неупругих столкновениях до тех пор, пока их скорость не снизится до тепловой, когда частицу можно считать остановившейся. Число столкновений велико, поэтому длины пробегов между столкновениями малы. Сами столкновения сопровождаются, в основном, небольшими потерями энергии, и частицы отклоняются на небольшие углы. Поэтому строить траектории электронов, используя аналоговое моделирование, возможно лишь в случае очень тонкого поглотителя.

Указанные трудности обычно избегают, используя метод группировки столкновений, когда часть или все столкновения электронов группируются, и розыгрыш фазовых координат электронов  $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$  производится после прохождения некоторого отрезка пути в соответствии с теорией многократного рассеяния. При этом путь частицы в веществе разбивают на отрезки определенной длины. Если плотность вероятности перехода  $P(x \rightarrow x'/l)$ , где  $x = (\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$  и  $x'$  – фазовые координаты в начале и конце отрезка соответственно, на пути  $l$  известна, то ее можно использовать для розыгрыша фазовых координат  $x'$ , которые будет иметь частица в конце отрезка пути. Эти координаты, в свою очередь, можно использовать в качестве начальных данных для розыгрыша координат в конце следующего отрезка и т. д. Моделирование продолжается до тех пор, пока энергия частицы остается выше порогового значения  $E_b$ , за которым можно считать частицу остановившейся.

Таким образом, вместо построения реальной траектории заряженной частицы, узлами которой являются точки всех столкновений частицы в веществе, строится вложенная траектория, количество узлов в которой гораздо меньше и переход из одного в другой сопровождается

изменением фазовых координат электрона в результате суммарного действия многих столкновений. Построение траекторий осуществляется в модели группировки малых передач энергии, которая является синтезом модели катастрофических столкновений и модели отрезков.

Модель отрезков обладает большим быстродействием, но не позволяет учесть вторичное излучение. Для учета вторичного излучения используется модель катастрофических столкновений, где группируются столкновения лишь с малой передачей энергии и рассеянием на небольшие углы, а столкновения с большой передачей энергии и рассеянием на большие углы (катастрофические) моделируются непосредственно. Путь электрона между катастрофическими столкновениями является случайным и выбирается из соответствующего распределения. Путь электрона между катастрофическими столкновениями не делится на отрезки, а обрабатывается полностью (при известных значениях энергии электрона в начале и конце пути). Данная модель обладает низким быстродействием, из-за необходимости, чтобы длина пробега между катастрофическими соударениями обеспечивала применимость теорий многократного рассеяния.

В модели малых передач энергии столкновения с большой передачей энергии моделируются также, как в модели катастрофических столкновений, а столкновения с малой передачей энергии группируются. Длина пробега между катастрофическими столкновениями разыгрывается. Функция длин пробегов  $l$  между катастрофическими столкновениями имеет вид

$$p(l) = \sum^>(l) \exp\left[-\int_0^l \sum^>(l)' dl\right], \quad (1.2)$$

где  $\sum^>(l)$  – полное сечение катастрофических столкновений на единице пути.

С учетом того, что  $\sum^>(l) = \sum^>(E(l))$  и  $l = \int_{E_2}^{E_1} dE(\beta_z(E))$ , получим среднее число катастрофических соударений ( $\Psi$ ), которое претерпел электрон при уменьшении энергии от  $E_1$  до  $E_2$ . Тогда выражение (1.2) можно записать в виде

$$p(l)dl = e^{-\Psi} d\Psi.$$

Откуда легко определить число катастрофических соударений произошедших с электроном при изменении его энергии от  $E_1$  до  $E_2$ , взяв интегралы в левой и правой части:



$$\Psi(E_2) = \Psi(E_1) + \ln \xi,$$

где  $\xi$  – случайное число в интервале  $[0 \dots 1]$ .

Таким образом, имея таблицы функции  $\Psi(E)$  от  $E = E_t$  до  $E = E_{\max}$ , полученные априорно, можно найти энергию электрона в конце пути  $E_2$ , которая определяется только непрерывными потерями на ионизацию и тормозное излучение.

Если путь, пройденный между катастрофическими соударениями настолько велик, что нельзя использовать теории многократного рассеяния, то этот путь разбивается на отдельные отрезки, на которых осуществляется группировка столкновений с малыми переданными энергиями.

В модели группировки малых передач энергии катастрофическими столкновениями считаются столкновения электронов, сопровождающиеся рождением вторичных частиц ( $\gamma$ -квантов или оже-электронов) с энергией, превышающей пороговое значение  $E_t$ . Параметр  $E_t$ , разделяющий далекие и близкие соударения, можно выбрать равным граничной энергии, до которой ведут расчет электронных траекторий в веществе. При этом в схеме возможно рождение только тех частиц, траектории которых необходимо проследивать. Значение  $E_t$  зависит от характера задачи.

Расчеты показали, что при вычислении коэффициента прохождения и отражения плотности потока и дозы, угловых и радиальных распределений электронов,  $E_t$  можно выбрать так, чтобы длина остаточного пробега электронов составляла 1...2 % полной длины пробега. Дальнейшее уменьшение  $E_t$  практически не изменит перечисленные функционалы, но существенно увеличит время расчетов.

Программа учитывает следующие взаимодействия электронов и позитронов:

- 1) ионизационные столкновения;
- 2) тормозное излучение;
- 3) аннигиляцию;
- 4) упругое рассеяние.

Все неупругие столкновения с малой передачей энергии и тормозное излучение низкоэнергетических квантов заменяется непрерывными потерями энергии ( $\beta^<(E)$ ). Катастрофические ионизационные столкновения ( $\Sigma_i^>$ ) и тормозное ( $\Sigma_b^>$ ) моделируется непосредственно:

$$\beta^<(E) = (\beta_i(E) - \beta_i^>(E)) + \beta_b^<(E),$$

где  $\beta_i(E)$  и  $\beta_i^>(E)$  – полные катастрофические (только за счет потерь энергии  $E > E_t$ ) потери энергии на ионизацию на единице пути, соответ-

ственно;  $\beta_b^<(E)$  – непрерывные потери на единице пути на тормозное излучение.

Полные потери энергии на ионизацию определяются по формуле Бета–Блоха:

$$\beta_i(E) = \frac{2\pi r_0}{\beta^2} \frac{z}{A} N m c^2 \left\{ \ln \frac{E(E + m c^2) \beta^2}{2 I^2 m c^2} + (1 - \beta^2) - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 - \delta \right\},$$

где  $I$  – средняя энергия ионизации атома;  $\delta$  – эффект плотности.

$$\beta_i^>(E) = \int_{E_t}^{E/2} E' \Sigma_i(E, E') dE = \frac{2\pi r_0}{\beta^2} \frac{z}{A} N m c^2 \left\{ \ln \frac{E^2}{4 E_t (E - E_t)} - \frac{(2E + m c^2) m c^2}{(E + m c^2)^2} + \frac{E - 2E_t}{E - E_t} + \frac{(E - 2E_t)(E + 2E_t)}{8(E + m c^2)^2} \right\},$$

где  $\Sigma_i(E, E')$  – дифференциальное сечение Меллера.

Пробег электронов между катастрофическими столкновениями определяется в соответствии с выражением:

$$S = \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{\beta^<(E)},$$

где  $E_1$  и  $E_2$  – энергии в начале и конце пробега между соседними катастрофическими столкновениями.

Среднее число катастрофических соударений  $\psi(E)$ , которое испытывает электрон, замедляясь от энергии  $E$  до  $E_t$ :

$$\psi(E) = \int_{E_t}^E \frac{\Sigma^>(E')}{\beta^<(E')},$$

где  $\Sigma^>(E) = \Sigma_i^>(E) + \Sigma_b^>(E)$ .

Функция табулируется для значений от  $E = E_k$  до  $E = E_{\max}$ . Затем находят энергию электрона в конце пробега  $E_2$ , которая определяется только непрерывными потерями на ионизацию и тормозное излучение.

Если  $\psi(E_2) \leq 0$ , то считается, что  $E_2 = E_t$ . Зная  $E_1$  и  $E_2$ , можно найти пробег электрона до следующего катастрофического столкновения:

$$S = S(E_1) - S(E_2),$$

где  $S(E_i)$  вычисляется по формуле  $S(E_i) = \int_{E_i}^{E_t} \frac{dE}{\beta^>(E)}$  и заранее табулируется.

Флуктуации потерь энергии на пути  $S$  около среднего значения  $E_2$  разыгрываются в соответствии с распределением Вавилова [14].

В области больших энергий, путь электрона между катастрофическими столкновениями мал, так что многократное рассеяние хорошо описывается распределением Мольера [13]. Вероятность рассеяния электрона после прохождения слоя вещества толщиной  $S$  в интервале углов  $\theta \dots \theta + d\theta$  (относительно направления электрона в начале слоя), в соответствии с теорией Мольера, определяется выражением

$$p(\theta/S)\theta dS = f_m(v)v dv = [f^0(v) + B^{-1}f^1(v) + B^{-2}f^2(v) + \dots]v dv,$$

где  $v = \frac{\theta}{\sqrt{X_c^2 B}}$ ;

$$X_c^2 = 0,157 \frac{Z}{A} \left( \frac{E + mc^2}{E(E + 2mc^2)} \right)^2 (Z + 1)S, \quad B = b + \ln b;$$

$$b = \ln \frac{6830S(Z + 1)Z^{1/3}}{A \left[ \beta^2 + 3,33 \left( \frac{Z}{137} \right)^2 \right]}.$$

Три первых члена в формуле обеспечивают точность распределения не менее 1 %.

Если величина пути  $S$  настолько мала, что не выполняется условие применимости теории Мольера (число соударений на пути должно быть больше 20, среднее число соударений  $\alpha = e^b$ ), то отклонение электрона на пути  $S$  моделируется распределением Гаусса. В области низких энергий путь между катастрофическими столкновениями может быть настолько велик, что нельзя использовать теории многократного рассеяния. При этом путь  $S$  разбивается на отрезки  $\Delta l$ , на которых осуществляется группировка столкновений с малыми передачами энергии. Величина  $\Delta l$  зависит от  $E$  и  $Z$  и в программе определяется как

$$\Delta l(E, Z) = K(Z, E)S(E).$$

Косинус угла многократного рассеяния находится из распределения Гаудсмита–Саундерсона:

$$f_{zc} \left( \frac{\theta}{\Delta l} \right) \sin \theta d\theta = \sin \theta d\theta \sum_{l=0}^{\infty} \left( l + \frac{1}{2} \right) \cdot Pe(\cos \theta) \cdot \exp[-I(\Delta l)],$$

$$\text{где } I(\Delta l) = \int_{\Delta l} Ge(l') dl' = \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE \cdot Ge(E)}{\beta^<(E)};$$

$$Ge(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, E)}{d\Omega} [1 - Pe(\cos \theta)] d\Omega;$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  – сечение однократного рассеяния.

Для определения энергии вторичного электрона  $E'$  при ионизационных столкновениях используется дифференциальное сечение Меллера [14]. Функция распределения в этом случае представляется в виде [15]:

$$f(E, E') = P(E, E') \cdot h(E, E');$$

$$P(E, E') = (E')^2 \left[ \frac{EE_t}{(E - 2E_t)} \right];$$

$$h(E, E') = (1 - 1,25\alpha)^{-1} \left[ 1 - \frac{E'(1 - \alpha)}{(E - E')} + \frac{E'}{(E - E')^2} + \alpha \left( \frac{E'}{E} \right)^2 \right];$$

$$\alpha = \frac{E^2}{E + mc^2}, \quad E_t \leq E' \leq \frac{E}{2};$$

$$\int_{E_t}^{\frac{E}{2}} P(E, E') dE' = 1, \quad 0 \leq h(E, E') \leq h_{\max}.$$

Энергия первичной частицы после рассеяния равна  $(E - E')$ . Косинусы полярных углов рассеяния первичной и вторичной частицы определяются по формулам, которые находятся из законов сохранения энергии и импульса.

Для определения дифференциальных по энергии кванта  $E'$  сечений тормозного излучения используются формула

$$\Sigma_b(E, E') dE' = \left[ 4NZ(Z + 1)r_0^2 \frac{F(E, E')}{137 AE'} \right] dE'.$$

Вид функции  $F(E, E')$  определяется величиной параметра экранирования [13].

Функция распределения, необходимая для моделирования значения  $E'$ , записывается как

$$P(E, E') = \left( \frac{1}{E} \right) \ln^{-1} \left( \frac{E}{E_t} \right);$$

$$h(E, E') = F(E, E').$$

Угол вылета  $\theta$  тормозного кванта, относительно первоначального направления электрона при энергиях  $E < 500 \dots 1000$  МэВ определяется из дифференциального сечения Шиффа.

В программе не учитывается изменение направления движения электрона при тормозном излучении.

Аннигиляция электронов происходит в конце их пробега при энергии  $E = E_{\min}$ . Энергия образующихся аннигиляционных квантов равна  $mc^2$ , а угловое распределение считается изотропным.

### 1.3. Влияние конструктивных параметров ГРП на параметры скрытого электронного изображения

Описанная выше программа позволяет исследовать зависимость параметров ГРП, определяющих его пригодность для решения той или иной задачи, в зависимости от его конструктивных характеристик: толщины и материалов входного и выходного электродов, спектра падающего излучения, величины атомного номера газа и его давления, величины газового промежутка и т. д. С точки зрения оптимизации конструкции необходимо знать точные размеры ГРП для решения конкретно поставленной задачи.

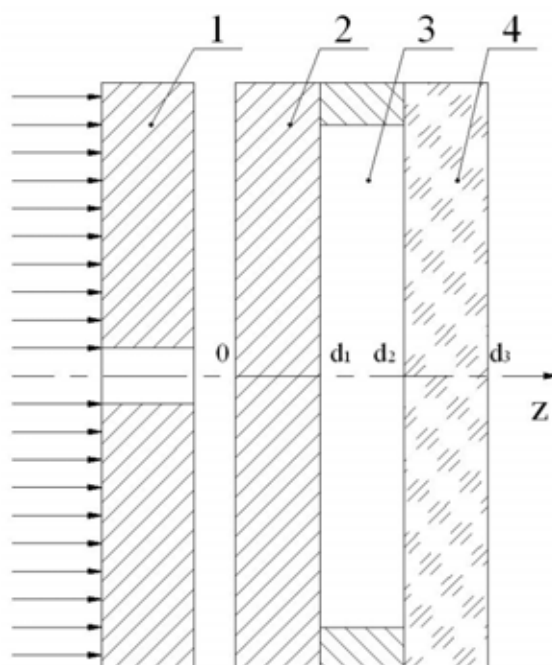


Рис. 1.3. Геометрия расчетов: 1 – коллиматор; 2 – входной электрод; 3 – газовый объем; 4 – выходной прозрачный электрод

Таблица 1.4

Параметры конструкции ГРП, использованные в расчетах  
(входной электрод – стекло, низкоэнергетическое излучение)

№ вар-та	d <sub>1</sub> , мм	d <sub>2</sub> , мм	d <sub>3</sub> , мм	Z вход. мат.	Газ	P, атм	E <sub>max</sub> , МэВ	ΔE, МэВ/фотон	U <sub>c</sub> , мм	ε, %
1	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(4,5 ± 0,25)10 <sup>-4</sup>	3,5 ± 0,4	1
2	4	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(4,3 ± 0,15)10 <sup>-4</sup>	3 ± 0,5	1
3	6	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(4,2 ± 0,15)10 <sup>-4</sup>	3,3 ± 0,5	1
4	5	4	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(3,4 ± 0,17)10 <sup>-4</sup>	3,5 ± 0,4	1
5	5	10	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(10,5 ± 0,3)10 <sup>-4</sup>	5,75 ± 1	2
6	0	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(6,4 ± 0,17)10 <sup>-4</sup>	3,5 ± 0,2	2,5
7	5	7	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(6,6 ± 0,2)10 <sup>-4</sup>	4,3 ± 0,5	1
8	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Ne	1	0,12	(2,8 ± 0,95)10 <sup>-6</sup>	8 ± 2	0,01
9	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Ar	1	0,12	(6,8 ± 1,6)10 <sup>-6</sup>	5 ± 1,6	0,1
10	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Kr	1	0,12	(1,6 ± 0,09)10 <sup>-4</sup>	4,7 ± 0,8	0,4
11	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	He	1	0,12	(5,7 ± 2,7)10 <sup>-7</sup>	–	–
12	0	5	0	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(5,8 ± 0,16)10 <sup>-4</sup>	3,2 ± 0,4	2,8
13	5	5	0	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,12	(3,7 ± 0,14)10 <sup>-4</sup>	3,2 ± 0,4	1
14	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	3	0,18	(16,1 ± 0,3)10 <sup>-4</sup>	2,4 ± 0,2	3
15	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	0,131	0,12	(0,2 ± 0,02)10 <sup>-4</sup>	5 ± 0,6	0,1
16	5	4	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,27	(1,3 ± 0,11)10 <sup>-4</sup>	5,3 ± 0,9	0,3
17	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,27	(1,8 ± 0,13)10 <sup>-4</sup>	5,8 ± 1,1	0,3
18	5	10	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,27	(4,8 ± 0,25)10 <sup>-4</sup>	7 ± 0,8	0,7
19	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,16	(4,0 ± 0,23)10 <sup>-4</sup>	3,7 ± 0,4	1
20	5	5	5	SiO <sub>2</sub>	Xe	1	0,16	(5,3 ± 0,17)10 <sup>-4</sup>	5 ± 0,6	3

Расчеты радиального распределения поглощенной энергии в ГРП проводились для круглого мононаправленного пучка фотонов с радиусом 10 мм. Некоторые характеристики процесса переноса излучения в ГРП оценивались для точечного пучка фотонов. Траектории электронов моделировались до 10 кэВ, фотонов – до 1 кэВ. В каждом варианте расчета разыгрывалось от  $3 \cdot 10^4$  до  $5 \cdot 10^4$  траекторий. Спектры высокоэнергетического тормозного излучения с максимальными энергиями 6 и 30 МэВ были получены методом Монте-Карло для мишеней из вольфрама конечной толщины. Геометрия расчета представлена на рис. 1.3. Конструктивные параметры ГРП, которые использовались в расчетах, а также полученные значения поглощенной энергии, нерезкости преобразователя и эффективности приведены в табл. 1.4, 1.5 и 1.6. Результаты оценок качества изображения в зависимости от конструктивных параметров ГРП в широком диапазоне энергий, полученные в численных экспериментах, обсуждаются далее.

Таблица 1.5

Параметры конструкции ГРП, использованные в расчетах  
(входной электрод – металл, высокоэнергетическое излучение)

№ вар-та	d <sub>1</sub> , мм	d <sub>2</sub> , мм	d <sub>3</sub> , мм	Z вход. мат.	Газ	P, атм	E <sub>max</sub> , МэВ	ΔE, МэВ/фотон	U <sub>c</sub> , мм	ε, %
1	0,5	7	14	Pb	Xe	1	30	$(2,1 \pm 0,1)10^{-4}$	8 ± 0,8	2
2	1,8	7	14	Pb	Xe	1	30	$(2,8 \pm 0,1)10^{-4}$	7 ± 1	3,2
3	1,8	2	14	Pb	Xe	1	30	$(7,8 \pm 0,4)10^{-5}$	4,5 ± 0,5	3,2
4	1,8	0,5	14	Pb	Xe	1	30	$(2,1 \pm 0,1)10^{-5}$	3,9 ± 0,5	3,2
5	0,5	7	14	Pb	Xe	1	6	$(1,1 \pm 0,1)10^{-4}$	12 ± 3	7
6	0,5	2	14	Pb	Xe	1	6	$(3,2 \pm 0,3)10^{-5}$	6 ± 0,8	7
7	0,5	7	14	Pb	He	1	6	$(6,1 \pm 0,8)10^{-6}$	10 ± 1,1	7
8	1,8	7	14	Pb	He	1	30	$(7,8 \pm 0,4)10^{-5}$	8 ± 0,6	3,2
9	0,5	7	14	Pb	Xe	2	30	$(4 \pm 0,2)10^{-4}$	5 ± 0,5	2
10	0,5	7	14	Pb	Xe	10	6	$(1,4 \pm 0,1)10^{-3}$	7,2 ± 0,6	7
11	0,05	0,5	14	Pb	Xe	1	30	$(4,7 \pm 0,5)10^{-6}$	1,6 ± 0,4	0,4
12	1,8	0,5	14	Pb	Xe	2	30	$(4,0 \pm 0,2)10^{-5}$	2,2 ± 0,2	3,2
13	3	7	14	Pb	Xe	1	6	$(8,5 \pm 0,61)10^{-5}$	10 ± 1	6,2

Таблица 1.6

Параметры конструкции ГРП, использованные в расчетах  
(входной электрод – вольфрам, высокоэнергетическое излучение)

№ вар-та	d <sub>1</sub> , мм	d <sub>2</sub> , мм	d <sub>3</sub> , мм	Z вход. мат.	Газ	P, атм	E <sub>max</sub> , МэВ	ΔE, МэВ/фотон	U <sub>c</sub> , мм	ε, %
1	3	3	5	W	Xe	1	70	$(2,1 \pm 0,1)10^{-4}$	4,6 ± 0,8	6,6
2	3	3	5	W	Xe	3	70	$(2,8 \pm 0,1)10^{-4}$	5,2 ± 0,8	6,6
3	3	3	5	W	He	1	70	$(7,8 \pm 0,4)10^{-5}$	3,8 ± 0,8	6,6
4	3	0,5	5	W	Xe	3	70	$(2,1 \pm 0,1)10^{-5}$	2,0 ± 0,4	6,6
5	3	3	15	W	Xe	1	70	$(1,1 \pm 0,1)10^{-4}$	4,6 ± 0,7	6,6
6	1	3	5	W	Xe	1	70	$(3,2 \pm 0,3)10^{-5}$	2,2 ± 0,4	6,6
7	3	0,5	5	W	He	3	70	$(6,1 \pm 0,8)10^{-6}$	2,4 ± 0,5	6,6
8	3	3	5	W	He	3	70	$(7,8 \pm 0,4)10^{-5}$	5 ± 1	6,6
9	3	4	5	W	He	1	70	$(4 \pm 0,2)10^{-4}$	3,8 ± 0,4	6,6

### 1.3.1. Влияние толщины переднего электрода

Для анализа использовались варианты 1, 2, 3, 6 табл. 1.4, варианты 1 и 2 табл. 1.5 и варианты 1 и 6 табл. 1.6 при разных значениях максимальной энергии падающего тормозного излучения. При регистрации рентгеновского спектра от аппарата МИРА-1Д изменения толщины переднего электрода, выполненного из стекла, в пределах от 4 до 6 мм не дает существенного изменения нерезкости и поглощенной энергии. Отсутствие переднего электрода приводит к увеличению поглощенной энергии в газовом зазоре при сохранении нерезкости. Таким образом, передний стеклянный электрод влияет на спектральный состав излучения, попадающего в газовый промежуток. При наличии стекла спектр становится более жестким, а так как изображение формируется за счет электронов, образованных первичными квантами в газе (что подтверждается расчетами вариантов 1, 2, 3, 6, 12 для тяжелых инертных газов), то наличие стекла снижает эффективность регистрации излучения ГРП за счет того, что при увеличении энергии квантов в заданном энергетическом диапазоне уменьшается сечение фотоэффекта (наиболее эффективного процесса для данной области энергии и для данного  $Z$ ). Сечение фотоэффекта описывается формулой

$$\tau_a^k = \varphi_0 \frac{Z^5}{134^4} 2^{5/2} \left( \frac{mc^2}{h\nu} \right)^{7/2},$$

где  $\varphi_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right) = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2/\text{электрон}$  – сечение томсоновского рассеяния на свободном электроне.

Формула справедлива для области энергий  $T < mc^2$  и  $h\nu \gg W_k$ , где  $W_k$  – энергия связи ядра и электрона на  $k$ -оболочке.

Сечение комптоновского рассеяния

$$\sigma_k(\alpha) = 2\pi r_0^2 Z \left\{ \left[ \frac{(1+\alpha)2}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] \cdot \frac{1+\alpha}{\alpha} + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1-3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\},$$

где  $\alpha = h\nu / mc^2$  в этой энергетической области невелико.

Таким образом, наличие стекла и его отсутствие определяет вероятность взаимодействия квантов падающего излучения с газом, и, тем самым, определяет величину поглощенной энергии в газе. Радиальные распределения поглощенной энергии при различных толщинах переднего электрода представлены на рис. 1.4.



В области высоких энергий падающих квантов изображение формируется, в основном, за счет электронов, вышедших в газовый зазор их электродов. Поэтому были проведены расчеты, целью которых явилось определение оптимальной толщины переднего электрода по выходу из него вторичных электронов. На рис. 1.5 показана зависимость числа вторичных электронов от толщины свинцовых и алюминиевых поглотителей для  $E_{\max} = 6$  и  $30$  МэВ. Видно, что максимум выхода для алюминия наблюдается, соответственно, при 5 и 20 мм. У свинца этот максимум находится при толщинах 0,5 и 2 мм. Дальнейшее увеличение толщины переднего электрода нецелесообразно, так как это приводит к уменьшению числа электронов, попадающих в газ, и к уширению пучка фотонов, выходящих из электрода в газовый промежуток (рис. 1.6), а это отрицательно сказывается на разрешающей способности ГРП. Для энергий  $E_{\max} = 6$  МэВ передний электрод из свинца обеспечивает примерно в 2 раза больший выход вторичных электронов, чем электрод из алюминия, а для  $E_{\max} = 30$  МэВ эти значения примерно одинаковы (рис. 1.5). Но, обладая той же самой конвертирующей способностью, алюминиевый электрод сильнее рассеивает первичный пучок фотонов, чем электрод из свинца (рис. 1.6). Увеличение радиуса пучка в алюминии обусловлено рассеянием низкоэнергетической компоненты тормозного излучения, которая быстро поглощается в свинце.

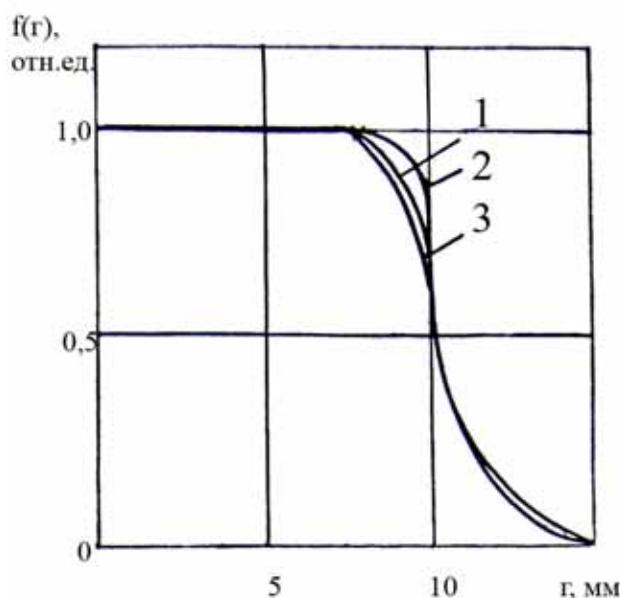


Рис. 1.4. Радиальное распределение поглощенной энергии (варианты 1, 2, 3 табл. 1.4.)

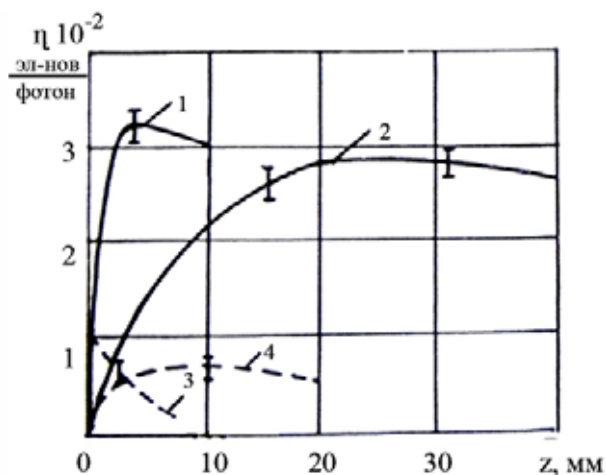


Рис. 1.5. Число вторичных электронов, двигающихся вперед на различных глубинах полубесконечного поглотителя: 1, 3 – свинец; 2, 4 – алюминий; 1, 2 – 30 МэВ; 3, 4 – 6 МэВ

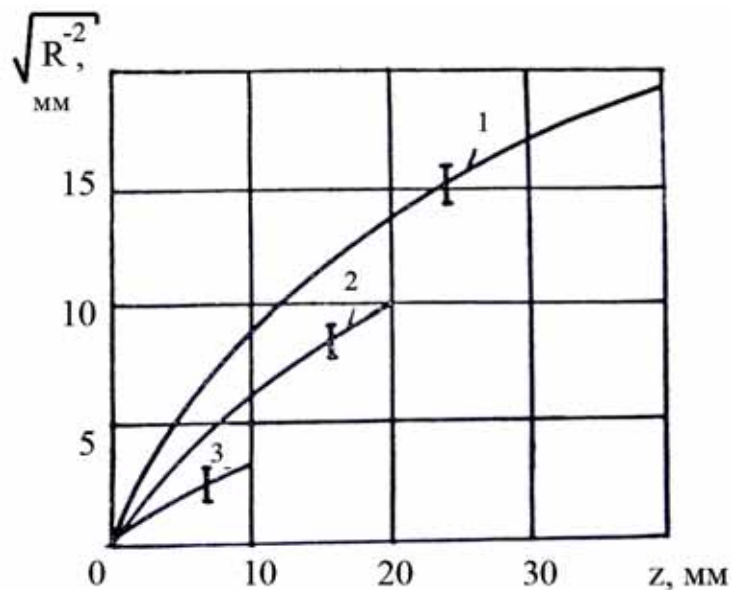


Рис. 1.6. Зависимость среднеквадратичного радиуса пучка фотонов, двигающихся вперед от расстояния до поверхности поглотителя:  
 1 – алюминий, 30 МэВ; 2 – алюминий, 6 МэВ; 3 – свинец, 6 МэВ

На рис. 1.7 показана зависимость среднеквадратичного радиуса пучка электронов и фотонов, двигающихся в прямом направлении, от расстояния до поверхности переднего электрода ГРП. Из этого рисунка следует, что радиальное распределение поглощенной энергии в газовом зазоре не определяется радиальным распределением фотонов, оно гораздо шире за счет рассеяния электронов в газе. Радиальное распределение электронов, выходящих в газ из переднего электрода, много уже, чем в газе (особенно у заднего электрода), поэтому увеличение толщины переднего электрода не должно сильно ухудшать нерезкость ГРП.

Как показывают расчеты, увеличение толщины переднего электрода до оптимальной приводит к увеличению средней энергии электронов, выходящих из него в газ. Например, для  $E_{\max} = 6$  МэВ увеличение толщины электрода из свинца с 0,5 до 2 мм приводит к увеличению средней энергии в два раза с 1 до 2 МэВ. Электроны с большей энергией меньше рассеиваются в газе и величина нерезкости ГРП должна уменьшаться. Из табл. 1.5 (варианты 1 и 2) следует, что увеличение толщины переднего электрода (до оптимальной) несколько уменьшает нерезкость ГРП и увеличивает энергию, поглощенную в газе.

Для регистрации фотонного излучения с максимальной энергией 70 МэВ в качестве переднего электрода рассматривался вольфрам, толщиной 3 мм, так как данная толщина близка к оптимальной по выходу вторичных частиц из электрода в газовых промежутках. При уменьшении толщины переднего электрода до 1 мм (варианты 1 и 6 из табл. 1.6) поглощенная в

газе энергия уменьшается в 1,5 раза за счет такого же по кратности уменьшения числа частиц, выходящих в газ из переднего электрода. Кроме того, при уменьшении толщины электрода до 1 мм, в 2 раза снижается собственная нерезкость преобразователя (рис. 1.13) за счет уменьшения среднего радиуса пучка частиц на выходе из электрода и уменьшения ширины углового распределения частиц, выходящих из электрода.

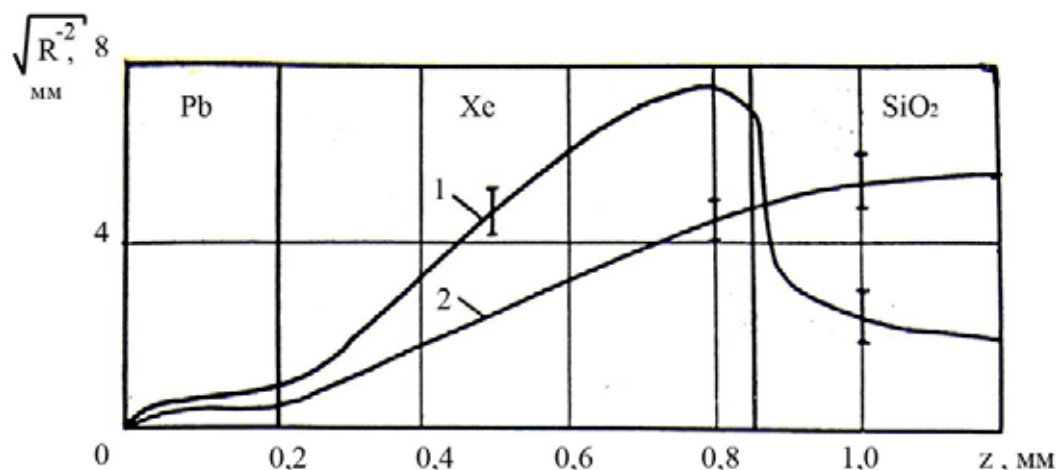


Рис. 1.7. Изменение среднеквадратичного радиуса пучка электронов и фотонов с расстоянием от передней поверхности ГРП (6 МэВ):  
1 – электроны; 2 – фотоны

### 1.3.2. Влияние заднего электрода

Как показали расчеты, при регистрации спектра аппарата МИРА-1Д, наличие заднего электрода (толщиной 5 мм) приводит к увеличению поглощенной энергии в газе на 9...17 % при ксеноновом наполнении. На рис. 1.8 показана зависимость числа электронов, распространяющихся назад к переднему электроду, от толщины газового слоя при наличии переднего электрода и его отсутствии. Наибольший вклад в поглощенную энергию в газе вносят электроны при отсутствии переднего электрода. Однако увеличение это незначительно. Из расчетов также следует, что наличие заднего электрода не приводит к значительным изменениям нерезкости ГРП.

На рис. 1.9 показана зависимость числа электронов, распространяющихся назад к переднему электроду, от толщины газового слоя для спектра тормозного излучения с граничной энергией 30 МэВ. Расчеты показали, что наличие заднего электрода толщиной 1,4 мм приводит к увеличению поглощенной энергии на 20...40 %, числа электронов – в 5 раз. Это происходит за счет вклада электронов, образованных первичными фотонами в заднем электроде, а также отраженных электронов, двигающихся в прямом направлении. Вклад заднего электрода в поглощенную энергию увеличивается с уменьшением толщины переднего электрода, т. е. с уменьшением

средней энергии электронов и фотонов, выходящих из него в газовый зазор. Такая зависимость характерна и при регистрации рентгеновского излучения от импульсного аппарата МИРА-1Д.

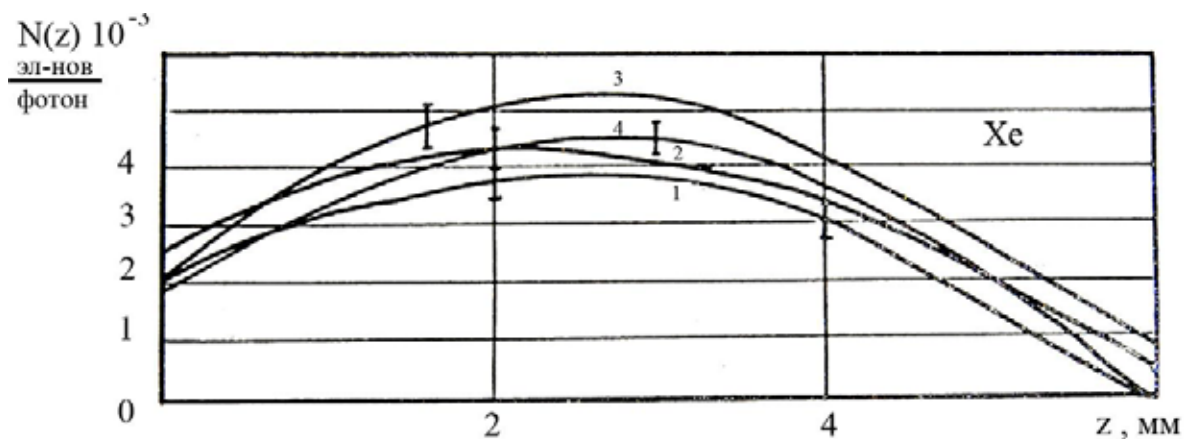


Рис. 1.8. Зависимость от толщины слоя газа числа электронов, движущихся назад ( $E_{max} = 0,12$  МэВ): 1 – без заднего электрода; 2 –  $d_1 = d_2 = d_3 = 5$  мм; 3 – без переднего электрода; 4 – без заднего и переднего электродов

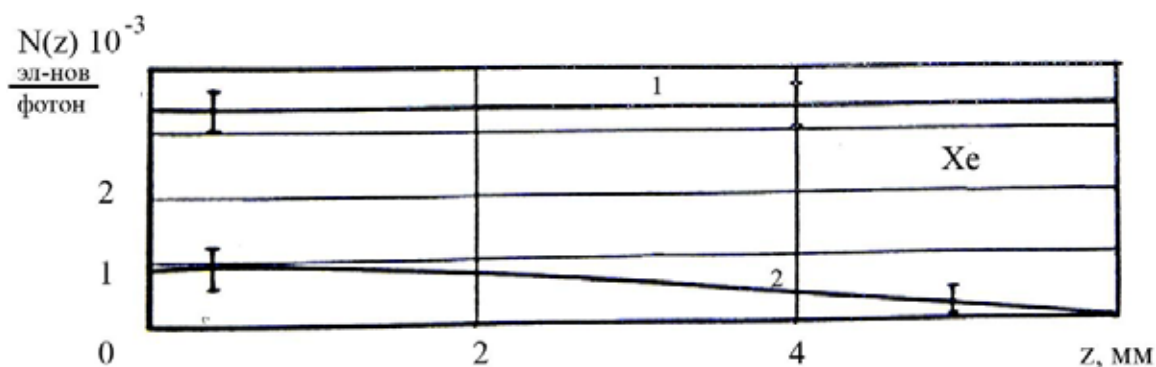


Рис. 1.9. Зависимость от толщины слоя газа числа электронов, движущихся назад ( $E_{max} = 30$  МэВ): 1 – задний электрод из стекла  $d_3 = 1,4$  мм; 2 – без заднего электрода

Результаты расчетов радиальных распределений поглощенной энергии для  $E_{max} = 30$  МэВ показывают, что наличие заднего электрода приводит к уширению радиального распределения, однако, уширение за счет стекла невелико, если передний электрод имеет оптимальную толщину.

Для граничной энергии спектра  $E_{max} = 70$  МэВ при увеличении толщины заднего электрода с 5 до 15 мм (что возможно с использованием оптической системы) при оптимальной толщине переднего электрода, выполненного из вольфрама, происходит увеличение поглощенной энергии на 13 %. Это связано с тем, что с увеличением толщины заднего

электрода увеличивается число квантов и электронов, отраженных в обратном направлении по отношению к первичному направлению падающего кванта. Однако радиальные распределения поглощенной энергии при этом не изменяются.

### 1.3.3. Влияние атомного номера газа

Для рентгеновского излучения  $E_{\max} = 0,12$  МэВ с увеличением атомного номера поглощенная энергия в газе увеличивается в 5, 12, 281, 791 раз, соответственно, для неона (Ne), аргона (Ar), криптона (Kr) и ксенона (Xe). Это объясняется тем, что с увеличением  $Z$  газа в соответствии с соотношениями, приведенными ранее, увеличивается эффективность взаимодействия квантов с газом. Согласно табл. 1.4 данная эффективность меняется. Образованные в газе электроны от первичных квантов имеют по расчетным данным среднюю энергию порядка 30 кэВ. Средняя энергия квантов в газовом зазоре остается постоянной и составляет 61 кэВ для всех газов. На рис. 1.10 видно, как изменяется число электронов, летящих в направлении первичных квантов по толщине газа. Таким образом, за счет большого количества электронов, образованных в газе, и, в соответствии с соотношением для ионизационных потерь, в более тяжелых газах поглощенная энергия больше. Из рис. 1.10 также следует, что для Ne и He формирование изображения происходит передним электродом, а для Ar, в основном, передним электродом, в то время как в Kr и Xe изображение формируется электронами, образованными в газе первичными квантами.

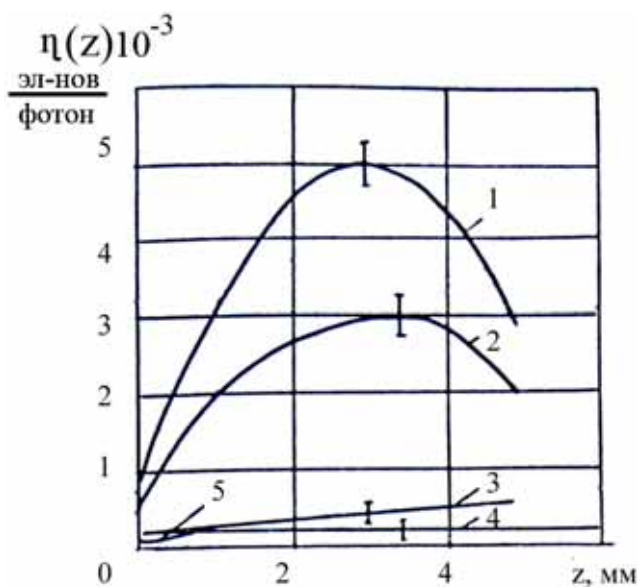


Рис. 1.10. Зависимость от толщины слоя газа числа электронов, летящих в направлении первичных квантов в разных инертных газах ( $E_{\max} = 0,12$  МэВ): 1 – Xe; 2 – Kr; 3 – Ar; 4 – Ne; 5 – He



С уменьшением атомного номера газа происходит и увеличение нерезкости изображения, как показано на рис. 1.11, где представлены радиальные распределения поглощенной энергии в газовом объеме с различным газовым наполнением. Увеличение нерезкости при переходе к более легким газам объясняется тем, что в более легких газах изображение формируется электронами, вышедшими из переднего электрода, а значит нерезкость будет зависеть от среднего радиуса пучка электронов, выходящих в газ, и их углового распределения, а также будет определяться размерами газового слоя, так как средняя энергия электронов в газе составляет 30 кэВ, и их пробеги – порядка 10 см для He. В свою очередь, угловое распределение электронов, выходящих в газ, и средний радиус пучка будет определяться размерами и материалом переднего электрода. В более тяжелых газах электроны образуются непосредственно в газе первичными квантами, и на их радиальное распределение основное влияние окажет величина зазора.

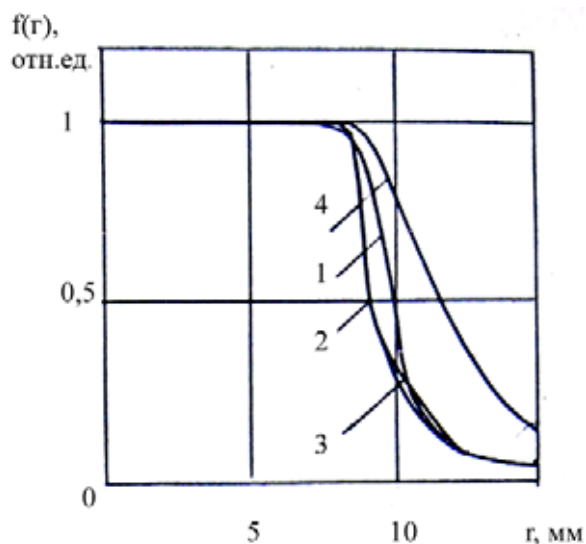


Рис. 1.11. Радиальное распределение поглощенной энергии:  
 $E_{max} = 0,12$  МэВ; 1 – Xe; 2 – Kr;  
 3 – Ar; 4 – Ne; 5 – He

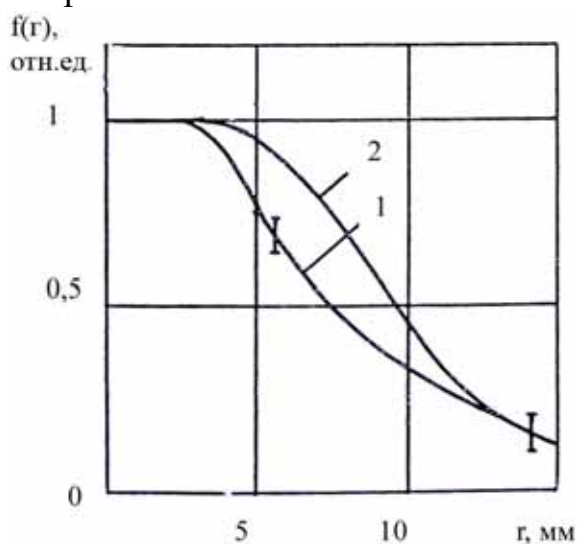


Рис. 1.12. Влияние атомного номера на радиальное распределение поглощенной энергии:  $E_{max} = 6$  МэВ;  
 1 – Xe; 2 – He

В области энергий  $E_{max} = 6$  и 30 МэВ расчеты радиальных распределений показали (рис. 1.12), что для рассматриваемой области энергий тормозного излучения величина нерезкости изображения ГРП несколько уменьшается с уменьшением атомного номера газа. Величина поглощенной энергии в газе при этом уменьшается значительно, причем для газов с различным атомным номером ее величина существенно зависит от  $E_{max}$  (табл. 1.5, варианты 5, 7 и 2, 8). Для  $E_{max} = 6$  МэВ при пе-

переходе от гелия к ксенону поглощенная энергия увеличивается в 17 раз, для  $E_{\max} = 30$  МэВ это увеличение равно всего 3,6 раза. Изменение нерезкости ГРП при  $E_{\max} = 6$  МэВ более заметно, чем при  $E_{\max} = 30$  МэВ.

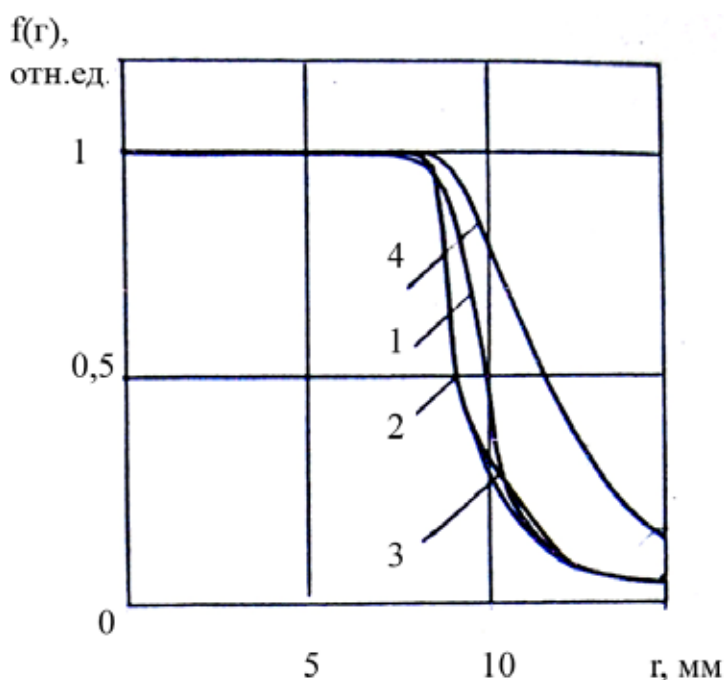


Рис. 1.13. Радиальное распределение поглощенной энергии в газе при различной толщине переднего электрода ( $E_{\max} = 70$  МэВ): 1 – 3 мм; 2 – 1 мм

В пределах газового зазора число фотонов, распространяющихся в прямом направлении и летящих назад из заданного электрода, практически не меняется ни для  $E_{\max} = 30$  МэВ, ни для  $E_{\max} = 6$  МэВ. Это означает, что в газе фотоны образуют очень мало вторичных электронов, и изменение нерезкости ГРП при переходе от одного газа к другому происходит за счет изменения процесса переноса (сечение упругого и неупругого столкновений) электронов в газе. При  $E_{\max} = 6$  МэВ вторичные электроны имеют меньше энергии, чем при  $E_{\max} = 30$  МэВ, поэтому зависимость сечений взаимодействия от атомного номера газа более сильная.

Аналогичная закономерность уменьшения поглощенной энергии и нерезкости для спектра с граничной энергией 70 МэВ. Однако при увеличении атомного номера газа с 2 до 54 происходит увеличение поглощенной энергии в 16 раз, что связано с различием ионизационных потерь в этих газах. Средняя энергия электронов, выходящих в газ, для данного спектра составляет 11 МэВ. С увеличением средней энергии электронов в газе увеличиваются ионизационные и тормозные потери энергии, что приводит к увеличению эффективности регистрации спектра тормозного излучения с граничной энергией 70 МэВ.

### 1.3.4. Влияние толщины газового зазора

На рис. 1.14, 1.15, 1.16, 1.17 представлены радиальные распределения поглощенной энергии для различных энергетических диапазонов падающего излучения. Как в области низких, так и в области высоких энергий с увеличением толщины зазора увеличивается величина поглощенной энергии в газе, а также нерезкость получаемого изображения.

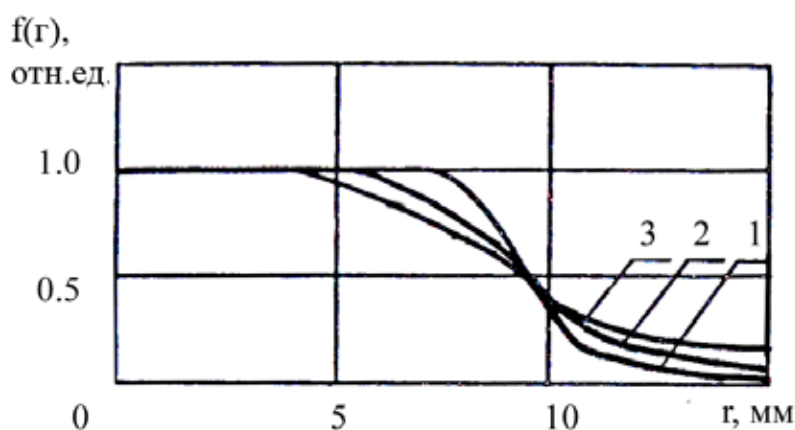


Рис. 1.14. Зависимость радиального распределения поглощенной энергии в газовом зазоре от толщины зазора для Xe наполнения ( $E_{max} = 0,12$  МэВ): 1 – 5 мм; 2 – 7 мм; 3 – 10 мм; варианты 1, 7, 5 табл. 1.4

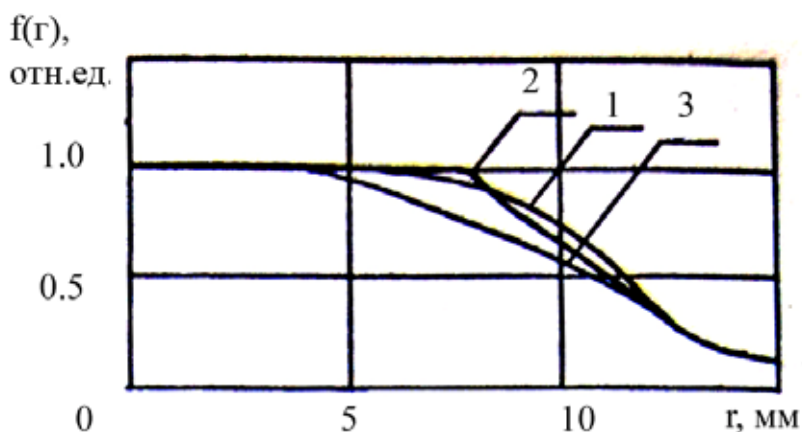


Рис. 1.15. Зависимость радиального распределения поглощенной энергии в газовом зазоре от толщины зазора для Xe наполнения ( $E_{max} = 0,27$  МэВ): 1 – 4 мм; 2 – 5 мм; 3 – 10 мм; варианты 16, 17, 18 табл. 1.4



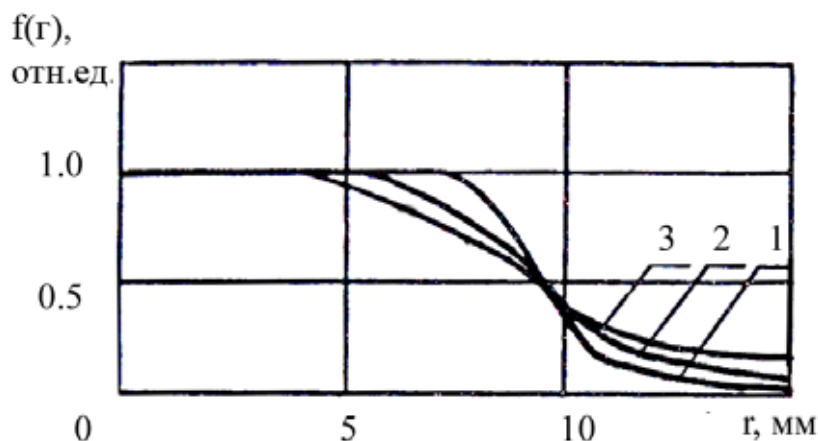


Рис. 1.16. Зависимость радиального распределения поглощенной энергии в газовом зазоре от толщины зазора для Хе наполнения ( $E_{max} = 30$  МэВ): 1 – 0,5 мм; 2 – 2 мм; 3 – 7 мм; варианты 4, 3, 2 табл. 1.5

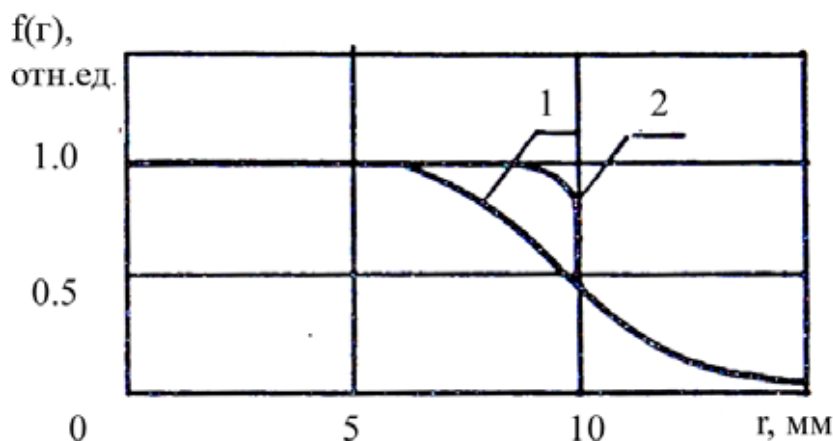


Рис. 1.17. Зависимость радиального распределения поглощенной энергии в газовом зазоре от толщины зазора для Хе наполнения ( $E_{max} = 70$  МэВ): 1 – 3 мм; 2 – 0,5 мм; варианты 1, 4 табл. 1.6

На рис. 1.16 приводятся радиальные распределения поглощенной энергии в ксеноне для указанных значений толщины газового зазора при регистрации спектра тормозного излучения с  $E_{max} = 30$  МэВ. Хорошо видно, что уменьшение толщины этого слоя приводит к сужению радиального распределения поглощенной энергии (значение нерезкости ГРП можно найти в табл. 1.6), при этом уменьшается и поглощенная энергия в газе. Уменьшение поглощенной в газе энергии происходит пропорционально уменьшению толщины слоя газа, в то время как уменьшение нерезкости при толщинах менее 2...3 мм происходит медленнее. Здесь начинает сказываться ширина пучка электронов, выходящих из переднего электрода. Для  $E_{max} = 6$  и 70 МэВ зависимость нерезкости от тол-

щины газового слоя ведет себя аналогичным образом. Однако по абсолютному значению нерезкость при  $E_{\max} = 70$  МэВ значительно меньше. Это объясняется тем, что с увеличением энергии угловое распределение электронов и фотонов становится преимущественно в прямом направлении по отношению к падающему первичному кванту.

На рис. 1.14 и 1.15, где представлены радиальные распределения поглощенной энергии, в области низких энергий с увеличением величины газового промежутка происходит увеличение нерезкости и поглощенной энергии. Увеличение нерезкости связано с тем, что, в основном, кванты высокоэнергетической части спектра, в результате многократного рассеяния на атомах газа, во всем объеме образуют электроны, причем с увеличением зазора число таких электронов растет, так как растет вероятность взаимодействия квантов с газом. Образованные электроны, рассеиваясь на атомах газа, отклоняются от направления первичного кванта. Величина отклонения увеличивается с ростом величины газового зазора, так как электрон испытывает больше соударений на своем пути, что приводит к увеличению нерезкости изображения и поглощенной энергии.

### **1.3.5. Влияние металлических покрытий, нанесенных на передний электрод**

Использование металлических покрытий позволяет увеличить число вторичных электронов, выходящих в газовых промежутках, а следовательно, и величину поглощенной энергии в газовом промежутке, что важно при регистрации рентгеновских изображений при малых дозах излучения, а также при использовании легких инертных газов (He и Ne), где изображение формируется передним электродом. Наличие покрытия изменяет угловое распределение электронов и квантов, выходящих в газовый промежуток, что определяет величину нерезкости преобразователя, а значит и возможности его при решении определенной задачи.

Для возможности применения таких покрытий при регистрации рентгеновского излучения были проведены методом Монте-Карло исследования по определению толщины покрытия с максимальным выходом вторичных электронов. Чтобы учесть изменение спектрального состава падающего излучения, расчеты для оптимизации толщины покрытий были проведены за стеклом ( $\text{SiO}_2$ ) толщиной 5 мм (реальной толщины имеющихся камер). Для точечного мононаправленного пучка фотонов расчеты проводились от импульсного рентгеновского аппарата МИРА-1Д. На рис. 1.18 представлена зависимость числа электронов, летящих в направлении первичных квантов, от толщины покрытия, выполненного из олова и алюминия. Согласно рис. 1.18, число электронов, вылетающих из олова, при оптимальной толщине покрытия более чем

на порядок (в 16 раз) превышает число электронов, вылетающих из алюминия. Однако спад числа электронов в олове происходит гораздо быстрее с увеличением толщины покрытия, чем в алюминии. Поэтому при нанесении на поверхность электрода оловянного покрытия нужно четко контролировать его толщину, так как это может привести не к увеличению числа электронов, выходящих в газ, а к их уменьшению, что отрицательно скажется на яркости свечения ГРП.

В табл. 1.4 в вариантах 19 и 20 представлены расчеты, проведенные для рентгеновского излучения от трубки 14-30БД10-150 с максимальной энергией 0,16 МэВ. В варианте 20 расчеты проводились для олова толщиной 10 мкм. Они показали, что при наличии покрытия величина поглощенной энергии увеличивается в 1,35 раза, во столько же раз увеличивается число электронов, выходящих в газовый слой и нерезкость ГРП. Радиальные распределения поглощенной энергии в газе (варианты 19, 20) представлены на рис. 1.19.

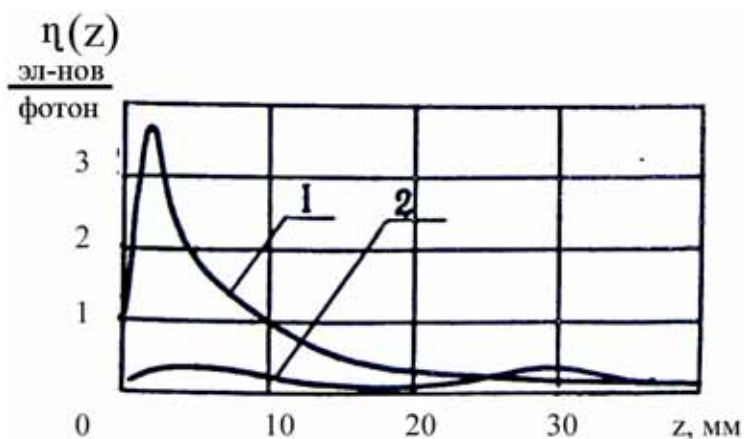


Рис. 1.18. Зависимость числа электронов, летящих в направлении первичных квантов, от толщины покрытия ( $E_{max} = 0,12$  МэВ): 1 – Sn; 2 – Al

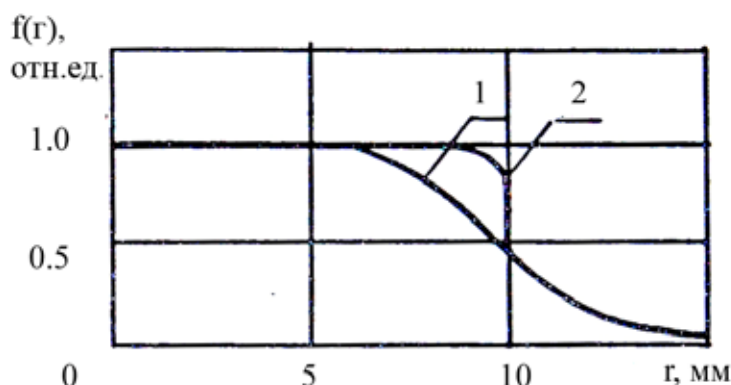


Рис. 1.19. Радиальное распределение поглощенной энергии в Хе ( $E_{max} = 0,16$  МэВ): 1 – электрод без покрытия; 2 – оловянное покрытие толщиной 10 мкм

### **1.3.6. Влияние давления газа**

Увеличение давления газа при регистрации низкоэнергетического рентгеновского излучения и высокоэнергетического тормозного излучения с максимальными энергиями спектра 6 и 30 МэВ приводит к улучшению характеристик ГРП. Увеличивается поглощенная энергия в газовом промежутке и уменьшается нерезкость ГРП (табл. 1.4 варианты 1, 14, 15; табл. 1.5, варианты 1, 9 и 6, 10). Это связано с тем, что уменьшаются линейные пробеги низкоэнергетических электронов, – они поглощаются вблизи оси пучка. В области высоких энергий заметного изменения нерезкости не происходит при незначительном уменьшении давления. В области рентгеновского излучения, где изображение формируется газом, изменение величины давления приводит к более существенным изменениям параметров ГРП, согласно табл. 1.4, и связано с изменением чувствительности преобразователя. Другим образом изменяются параметры ГРП при регистрации высокоэнергетического тормозного излучения с граничной энергией спектра 70 МэВ, согласно табл. 1.6. При увеличении давления в 3 раза пропорционально возрастает и поглощенная энергия в газовом зазоре. В ГРП с гелиевым и ксеноновым наполнением при увеличении давления происходит незначительное увеличение собственной нерезкости. Это объясняется тем, что для спектра с максимальной энергией 70 МэВ средняя энергия электронов, выходящих из электрода, достаточно высока и соответствует 11 МэВ для вольфрамового переднего электрода толщиной 3 мм. С ростом средней энергии электронов, выходящих в газ, увеличивается нерезкость ГРП.

## ГЛАВА 2 РАЗВИТИЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ ГРП

### 2.1. Основы теории разряда в газе при атмосферном давлении

В настоящее время теория газового разряда при атмосферном давлении для промежутков свыше  $10^{-2}$  м развита слабо. В основном, она дает лишь качественное описание. На начальной стадии разряда хорошо работает механизм, предложенный английским физиком Таунсендом.

Газовый разряд в ГРП инициируется рентгеновским или высокоэнергетическим тормозным излучением через первичный ионизационный эффект. После подачи на электроды импульса высокого напряжения из областей первичной ионизации в газе (отдельного электрона или группы электронов) развивается лавина. На этой стадии число носителей в лавине при прохождении расстояния от  $x$  до  $(x + dx)$  можно найти как

$$dn = \alpha V n dx ,$$

где  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации, характеризующий число новых электронов, создаваемых первичным электроном при прохождении в направлении поля 1 см пути.

Интегрирование выражения позволяет найти  $n(x)$ , при этом рост числа электронов в лавине происходит экспоненциально:

$$n(x) = n(0) \cdot \exp(\alpha V t) , \quad (2.1)$$

где  $n(0)$  – начальное число электронов в центре ионизации;  $\alpha$  – первый коэффициент ионизации Таунсенда;  $V$  – скорость дрейфа электронов.

Первый коэффициент ионизации Таунсенда численно равен количеству электронов, которое образуют каждый электрон на единице пути. Эта величина является сложной функцией давления и напряженности поля. В работе Б.Л. Грановского [6] в виде таблиц приводится зависимость

$$\alpha / p = f(E / p) ,$$

где  $p$  – давление, мм рт. ст.;  $E$  – напряженность поля, В/см.

В случае, когда импульс питания промежутка непрямоугольный или импульс питания изменяется во времени, а разряд происходит в газе с электроотрицательными добавками, выражение (2.1) можно записать в форме:

$$n(x) = n(0) \cdot \int_0^t \exp[(\alpha - \eta)Vt] ,$$

где  $\eta(x, t)$  – коэффициент прилипания, зависящий от напряженности электрического поля, прикладываемого к электродам ГРП, сорта газа и его давления, от концентрации электроотрицательных добавок, и в общем случае от местонахождения ионизационного эффекта.

Наряду с усилением, происходит размытие головки лавины в результате диффузии электронов. В системе координат, в которой центр головки лавины покоится, распределение электронов описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\nabla^2 n,$$

где  $D$  – коэффициент диффузии электронов, который можно вычислить из соотношения

$$D = \frac{2}{3} k U_i,$$

где  $k$  – подвижность электронов;  $U_i$  – тепловой потенциал электронов.

Если лавина развивается из одного электрона, решением уравнения диффузии является

$$n(\vec{r}, t) = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_0)^2}{4Dt}\right],$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор центра головки лавины.

Таким образом, концентрация электронов в головке лавины убывает по экспоненте. При этом лавина имеет форму клина с закругленной головкой.

Обычно в расчетах принимается, что все электроны находятся внутри сферы с радиусом, равным диффузионному радиусу лавины:

$$r = \sqrt{6Dt}.$$

Изучение пробоя длинных разрядных промежутков в газах показало, что время формирования пробоя по порядку величины сравнимо с временем прохождения электронов через разрядный промежуток, т. е. значительно меньше, чем при таунсендовском механизме. Другим важным экспериментальным фактором является независимость пробивного напряжения таких промежутков от материала катода. Для объяснения этих фактов Миком, Ретером и Лебом была разработана стримерная теория искрового разряда, в которой определенную роль играют коллективные процессы. В дальнейшем стримерная теория развивалась в работах Лозанского.

Согласно этой теории, при достижении лавиной критической величины, поле ее пространственных зарядов становится сравнимым с

внешним полем, что приводит к усилению поля впереди и позади лавины. И если в это время число возбужденных атомов больше критического, фотоэлектроны, возникающие за лавиной под действием излучения ее остова, создают дочерние лавины, которые вливаются в основную. Таким образом, развиваются катодонаправленные стримеры.

Одновременно лидерные электроны головки лавины образуют анодонаправленный стример. И из лавины развивается плазменный фронт в обе стороны. Скорость распространения фронтов ионизации значительно превышает скорость движения лавины и составляет примерно  $10^6$  м/с.

На основе анализа большого количества экспериментальных данных Леб и Мик сформулировали следующие основные требования, которым должна удовлетворять стримерная теория газового разряда:

1. Механизм пробоя зависит от движения электронов, ионы можно считать неподвижными.
2. Разряд может начинаться одним электроном и распространяться вдоль узкого канала.
3. Разряд должен зависеть от вторичных процессов в объеме газа и не может быть связан с процессами на катоде.
4. Правильно выбранный механизм развития разряда должен играть ключевую роль при больших давлениях и включать процессы, связанные с пространственным зарядом.

Исходя из этих требований, они сформировали два критерия пробоя. Критерий Мика:

$$E' = kE_0,$$

где  $E'$  – напряженность поля объемного заряда;  $E_0$  – напряженность внешнего поля;  $0,1 < k < 1$ .

Критерий Леба:

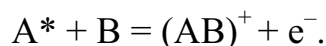
$$n_{кр} = \alpha \cdot \exp(\alpha d) / \pi r^2 \approx 7 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{см}^3}.$$

Аналогичное условие предложено Ретером:

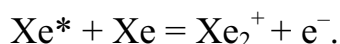
$$\alpha d_{кр} = 17,9 + \ln d_{кр} + \ln U_t \approx 20.$$

Это соотношение наиболее широко используется в теории искровых камер. В неоне переход лавины в стример происходит при количестве электронов в ней большем, чем это следует из условия Ретера. Это можно объяснить тем, что эксперименты, явившиеся основой для выработки критериев Мика, Леба, Ретера, проводились с молекулярными газами и их смесями, у которых больше уровней возбуждения.

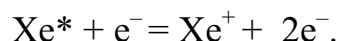
В стримерной теории Мика и Леба в качестве основного механизма образования дочерних лавин рассматривается фотоэффект. Показано, что фотоэффект не может обеспечить достаточное число электронов, поэтому в качестве альтернативного процесса предложена реакция



В ксеноне это будет реакция



Представляет также интерес реакция



Скорость этой реакции будет пропорциональна квадрату концентрации электронов, поэтому критическое число электронов в лавине будет меньше зависеть от газового наполнения.

Характерной особенностью разряда в условиях ГРП являются большие плотности токов. Так, при дозе облучения в 1 мкР средняя плотность первоначальной ионизации составляет  $2,5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ .

Согласно теореме Ромо–Шокли, ток электронов в разрядном промежутке определяется выражением

$$I(t) = q_0 n(t) v_-(t) / d_0,$$

где  $n(t)$  – общее количество электронов в рабочем объеме;  $g_0$  – заряд электронов;  $v_-(t)$  – скорость дрейфа электронов.

Найдем плотность тока в ГРП:

$$j(t) = q_0 n(t) v_-(t).$$

Скорость дрейфа электронов в ГРП при обычных режимах питания приблизительно равна  $2,5 \cdot 10^5$  м/с. Получаем, что плотность тока на начальной стадии развития разряда равна  $10^{-1} \text{ А/м}^2$ . Таким образом, для ГРП с рабочей площадью  $0,1 \text{ м}^2$  получаем начальный ток  $10^{-2} \text{ А}$ .

Оценим значение коэффициента газового усиления в ГРП. Для этого примем импеданс генератора питания равным нулю. Единственным элементом, способным ограничить ток в рабочем объеме ГРП, является диэлектрический слой, напряжение на котором будет повышаться в результате подзарядки его емкости током разряда. Это приведет к снижению напряжения на газовом зазоре, в результате чего практически прекратится размножение электронов. Если импульс питания достаточно длинный, после какого-то момента времени на газовом зазоре наступает режим стабилизации напряжения.

Очевидно, что условием перехода в квазистабильный режим является равенство постоянной времени заряда емкости диэлектрика



и постоянной времени развития газового разряда. Постоянная развития газового разряда определяется соотношением

$$\tau_p = (\alpha v_-)^{-1}.$$

Постоянная заряда емкости определяется соотношением

$$\tau_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon U}{d_0 j},$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $d_0$  – толщина диэлектрика.

Из формулы для плотности тока получаем

$$j = q_0 n_0 k v_-,$$

где  $k$  – коэффициент газового усиления.

Тогда для максимального коэффициента газового усиления, получаем

$$k_{\max} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon U}{q_0 n_0 d_0}.$$

## 2.2. Визуализация скрытого изображения в ГРП

Переход от лавинного разряда к стримерному происходит при достижении числа электронов в лавине  $n_{e\text{кр}} \approx 10^8$  после прохождения ею расстояния  $l_{\text{кр}} < d_2$  (где  $d_2$  – величина газоразрядного промежутка). Процесс сопровождается образованием области квазинейтральной плазмы с высокой скоростью (примерно на порядок превышающей скорость движения лавины), распространяющейся к электродам преобразователя и перемикающей в газоразрядный промежуток.

Напряженность электрического поля, создаваемая в ГРП, примерно в 1,5...2 раза превышает напряженность, соответствующую статическому пробивному напряжению. Длительность импульсов питания находится обычно в интервале ( $10^{-8}$ ... $10^{-7}$ ) с. Ток отдельных локализованных разрядов достигает величины ( $10^{-5}$ ... $10^{-2}$ ) А. В качестве наполнения применяются инертные газы, а при регистрации рентгеновского излучения с энергией 40...100 кэВ, для обеспечения высокой эффективности регистрации, преимущественно используется чистый ксенон. Преобразователи наполняются до атмосферного давления ( $1,01 \cdot 10^5$ ) Па, что определяет простоту конструкции и удобство эксплуатации.

В табл. 2.1 приведены некоторые основные параметры газового разряда в ГРП и аналогичные параметры других разрядов (тлеющего, дугового) для сравнения.

Информацию о распределении начальной плотности ионизации, а, следовательно, и плотности потока рентгеновского излучения в ГРП получают, регистрируя видимое излучение разрядов. Однако на лавинной и ранней стримерной стадиях разряда, где еще сохраняется пропорциональность яркости свечения плотности начальной ионизации, выход видимого излучения мал. Так, средняя яркость свечения преобразователя с ксеноновым наполнением в оптимальном режиме по облучению составляет  $10^{-3} \dots 10^{-2}$  кд/м<sup>2</sup> при рабочей частоте 50 Гц. Данная яркость является неудовлетворительной как для визуализации изображений (требуется, как правило, длительная темновая адаптация операторов  $\approx 20 \dots 30$  мин, повышен пороговый контраст), так и для фото- телерегистрации (необходимо применение высокочувствительных фотоматериалов и телевизионных передающих трубок).

Таблица 2.1

*Основные параметры газоразрядной плазмы*

Параметр	Разряд в ГРП	Тлеющий разряд	Дуговой разряд
Плотность тока, А/см <sup>2</sup>	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	$10^{-7} \dots 10^{-5}$
Катодное падение потенциала, В	0	50...400	5...15
Тип разрядной среды	Инертные газы и смеси на их основе	Инертные газы и их смеси, пары металлов	Газы, пары металлов и их соединений
Давление разрядной среды	Нормальное	Максимальное – десятки килопаскаль	$10^{-1} \dots 10^8$ Па
Преобладающий характер спектра излучения	Непрерывный	Дискретный	Непрерывный
Минимальная длительность разряда, с	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-8} \dots 10^{-7}$
Основные характеристики частиц плазмы	$T_e$ – единицы эВ $T_G = T_i \approx 3 \cdot 10^{-2}$ эВ $n_e \approx 10^{12} \dots 10^{13} \text{ см}^{-3}$	$T_e = 1 \dots 3$ эВ $T_G = T_i \approx 3 \cdot 10^{-2}$ эВ $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$T_e = 0,5 \dots 2$ эВ $T_G = T_i \approx 0,1 \dots 0,5$ эВ $n_e \approx 10^{13} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Образование видимых фотонов в условиях ГРП происходит в результате прямых переходов атомов инертного газа из основного состояния в возбужденное при столкновении со свободными электронами (так как плотность возбужденных атомов в лавинно-стримерных разрядах

примерно равна плотности электронов  $n_e$  и значительно меньше плотности атомов в основном состоянии, а средняя энергия электронов  $\bar{\varepsilon}_e$  составляет несколько электронвольт). При этом вероятность возбуждения атомов в состояния, распад которых сопровождается испусканием видимого излучения, значительно ниже вероятности ионизации, поэтому относительный выход видимых фотонов меньше единицы.

На основании имеющихся сведений по физике газового разряда в условиях ГРП и исследований светотехнических характеристик различных типов газоразрядных приборов можно выделить следующие направления повышения светоотдачи преобразователей:

- 1) оптимизация условий питания;
- 2) оптимизация газового наполнения;
- 3) преобразование в видимое излучение энергии, заключенной в источник «невидимой» информации о газовом разряде.

Анализ возможных методов повышения светоотдачи был проведен для ГРП, работающего на лавинной или ранней стримерной стадиях разряда. Рассмотрим только методы, в которых не предусмотрено применение дополнительных (помимо обычного питания) источников энергии.

Начальная плотность ионизации в ГРП распределена практически равномерно по толщине газоразрядного промежутка. Если увеличивать рабочую напряженность электрического поля, а газовые разряды в объеме развивать до определенной стадии (степени усиления), что можно сделать при одновременном сокращении длительности импульсов питания, то объемная плотность разрядов возрастет, а значит повысится и светоотдача.

Однако, чтобы значительно повысить светоотдачу таким методом, необходимо иметь импульсные высоковольтные генераторы на напряжение  $(5 \cdot 10^4 \dots 10^5)$  В, создающие на емкостной нагрузке  $(10^2 \dots 5 \cdot 10^2)$  пФ импульсы длительностью  $10^{-8}$  с, что технически неосуществимо. Нужно также учесть, что согласно имеющимся экспериментальным результатам для ряда газов с увеличением напряженности электрического поля, в котором развиваются лавинные газовые разряды, уменьшается квантовый выход видимого излучения, т.е. имеет место обратная тенденция к уменьшению светоотдачи.

При оптимизации газового наполнения (по светоотдаче) мы часто ограничены тем, что для получения высокой эффективности регистрации, основой газового наполнения должен быть ксенон. Увеличение светоотдачи дают малые добавки к ксенону других инертных газов – неона, аргона, обладающих в разряде более высоким выходом видимого излучения. Повышение светоотдачи примерно на порядок в ГРП, заполняемыми смесями 93...97 % Хе или Кг и 7...3 % Не, вероятно, связано с уменьшением пробивного напряжения из-за эффекта Пеннинга. Сравнение светоотдачи

ГРП на чистых газах и смесях проводилось при различных стадиях развития разряда. Увеличение светоотдачи на данных смесях из-за возможного возрастания объемной плотности лавин должно быть пропорционально увеличению первого коэффициента Таунсенда  $\alpha$ . Для оптимальных по составу смесей Пеннинга  $\alpha$  увеличивается при напряженностях электрического поля, существующих в ГРП, более чем в 2...5 раз.

В гелиевых стримерных камерах для увеличения яркости следов применяются добавки тяжелых углеводородов. Были проведены экспериментальные исследования ГРП, работающих на смеси ксенона с тяжелыми углеводородами. Хорошие результаты получены с этиленом, пропиленом и малыми добавками углеводородов из группы алкенов.

Так, на смесях 99,3 % Xe + 0,7 C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> (этилена) преобразователь имел яркость в 9,4 раза выше, чем на чистом ксеноне. На основании анализа спектров фотопоглощения и испускания этилена и пропилена установлено, что причиной увеличения является преобразование молекулами этих газов резонансного излучения ксенона в видимое. Недостатки такого метода преобразования заключены в снижении разрешающей способности преобразователей для оптимальных смесей (0,5...3 % этилена, пропилена), что связано с недостаточным фотопоглощением резонансного излучения ксенона молекулами примеси (6...9 см<sup>-1</sup>) и в разрушении молекул примеси в результате фотодиссоциации под действием резонансного излучения ( $D(\text{H}_2\text{C}-\text{CH}_2) = 7,2 + 0,3 \text{ эВ}$ ).

Среди источников «невидимой» информации о газовых разрядах, для которых существуют эффективные методы прямого преобразования их энергии в видимое излучение, можно назвать УФ-излучение разрядов, потоки электронов и ионов, распространяющиеся при разряде на электроды.

Один из методов преобразования УФ-излучения с помощью примесей тяжелых углеводородов уже рассмотрен выше.

В газоразрядных индикаторных панелях и люминесцентных лампах используется преобразование УФ-излучения тлеющего разряда в видимое с помощью люминофоров, которые наносятся на внутренние поверхности газоразрядных объемов этих приборов. Для установления целесообразности применения данного метода повышения светоотдачи в ГРП необходимо провести количественные оценки выхода УФ-излучения в условиях преобразователя и рассмотреть процесс преобразования объемного изображения, формируемого УФ-излучением газовых разрядов в плоское на люминесцентных слоях, нанесенных на внутреннюю поверхность электродов. Последнее особенно важно, так как в преобразователе, в отличие от источников света и индикаторных панелей, необходимо сохранить информацию о пространственном распределении разрядов.

Кроме чистых инертных газов, для увеличения выхода УФ-излучения в приборах тлеющего разряда широко используются в качестве примеси к инертному газу пары ртути. Атомы ртути имеют большие значения сечений возбуждения на резонансные уровни. Выход УФ-излучения в газоразрядных лампах с аргоно-ртутным наполнением достигает 65 % от всей потребляемой энергии. Давление паров ртути при комнатной температуре (20 °С), а примерно такую температуру будет иметь газ в ГРП, составляет 0,173 Па. Зная, что сечение возбуждения резонансного уровня ртути порядка  $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , плотность атомов, соответствующая давлению 0,173 Па,  $n_{\text{Hg}} = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , скорость электронов в разрядах  $v_e = 3 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ , можно оценить время релаксации процесса возбуждения атомов ртути на резонансные уровни при столкновении с электронами как  $\tau_p = (n_{\text{Hg}} v_e \sigma_{e\text{Hg}})^{-1} \approx 10^{-5} \text{ с}$ , и, следовательно, при таких концентрациях ртути для импульсных разрядов наносекундной длительности ( $10^{-8} \dots 10^{-7} \text{ с}$ ) процесс не будет играть существенной роли. Аналогичный вывод можно сделать и о возможности применения в разряде ГРП паров других металлов.

Преобразование кинетической энергии электронов низких энергий в видимое излучение производится низковольтными катодолюминофорами в вакуумных индикаторах. Наибольшее применение нашел низковольтный катодолюминофор ZnO:Zn. Он обладает электропроводностью  $10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , что является необходимым для низковольтных катодолюминофоров и начинает светиться под действием электронов с энергией 2...2,5 эВ. На электропроводность поверхностного слоя ZnO:Zn ( $\approx 5 \dots 10 \text{ \AA}$ ), где, в основном, производится возбуждение, большое влияние оказывает присутствие в окружающей среде кислородосодержащих газов, которые всегда имеются в наполнении ГРП. Учитывая также, что в рабочем режиме средняя плотность тока электронов в преобразователе мала ( $0,1 \text{ мкА/см}^2$ ), можно сделать вывод о не перспективности использования низковольтных катодолюминофоров для прямого преобразования кинетической энергии электронов в видимое излучение.

Ионы в газовом разряде в ГРП имеют температуру, примерно равную соответствующей температуре нейтральных атомов. Скорость ионов мала ( $10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и за время действия высоковольтного импульса питания они практически остаются на месте, поэтому использовать ионы для прямого преобразования их кинетической энергии в видимое излучение нельзя.

### 2.3. Параметры импульсов питания газоразрядных преобразователей

Оптическая регистрация лавины возможна, если она содержит более  $10^5$  электронов. Таким образом, световое изображение в ГРП создается лавинами, содержащими  $10^5 \dots 10^8$  электронов в пределах газового зазора. Длина лавины зависит от вида газа и величины  $E/p$ , где  $E$  – напряженность электрического поля в газовом зазоре;  $p$  – давление газа. Снижение  $E/p$  приводит к уменьшению скорости электронов  $v_e$ , что увеличивает время развития лавины до требуемой стадии. В связи с этим нижняя граница  $E/p$  зависит от величины газового зазора, верхняя – ограничена техническими трудностями получения высоковольтных импульсов малой длительности  $\sim 10^{-8}$  с. Кроме того, длина лавины зависит от формы импульса питания детектора.

При прямоугольном импульсе длительностью  $t_u$  длина лавины равна

$$l(n_e) = \frac{\ln n_e}{\alpha},$$

где  $\alpha\left(\frac{E}{p}\right)$  – коэффициент ударной ионизации и  $t_u = \frac{\ln n_e}{\alpha v}$ .

Результаты расчетов для  $d_r = 0,8$  см и рабочих газов (Ne, Ar, Kr, Xe) представлены на рис. 2.1–2.8 (кривые пронумерованы в соответствии со значением  $E/p$ , В/(см·тор). Видно, что для рассматриваемых газов рабочие напряженности поля находятся в интервале:  $10 \leq E/p \leq 20$  В/(см·тор);  $15 \leq E/p \leq 30$  В/(см·тор);  $20 \leq E/p \leq 40$  В/(см·тор);  $25 \leq E/p \leq 40$  В/(см·тор).

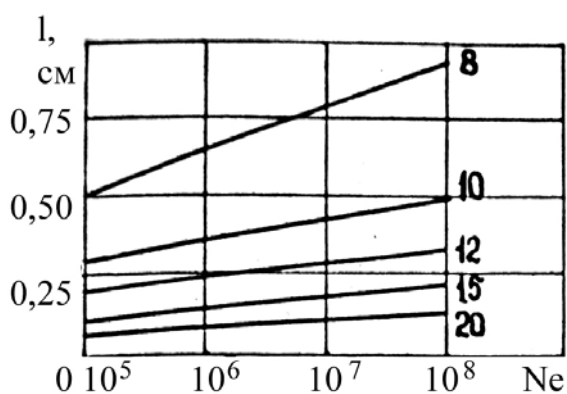


Рис. 2.1. Длина лавины в неоне при различных напряжениях

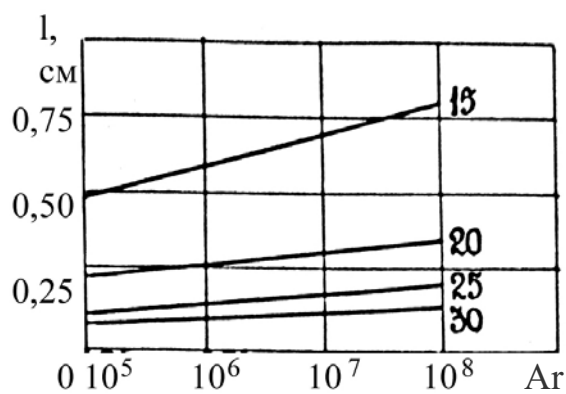


Рис. 2.2. Длина лавины в аргоне при различных напряжениях

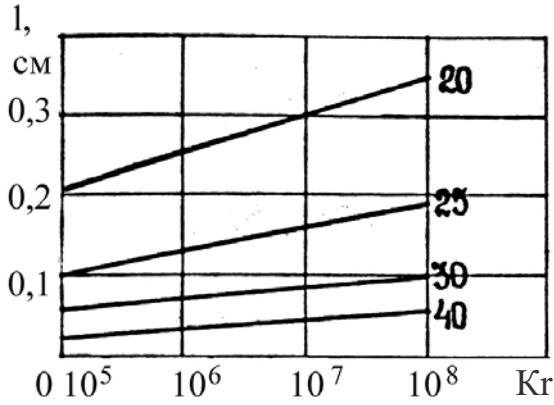


Рис. 2.3. Длина лавины в криптоне при различных напряжениях

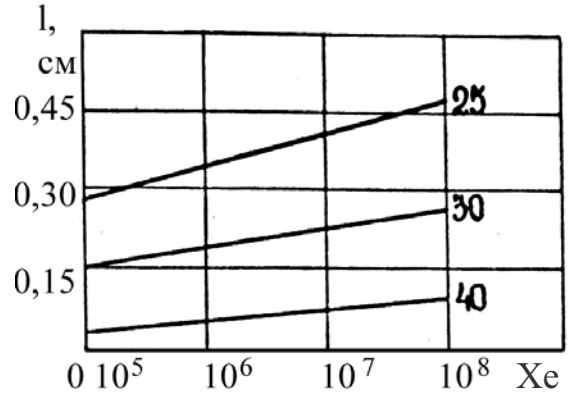


Рис. 2.4. Длина лавины в ксеноне при различных напряжениях

Используя полученные результаты, определим радиус головки лавины на разных стадиях ее развития.

До тех пор, пока пространственным полем лавины можно пренебречь, радиальное расширение ее головки обусловлено тепловой диффузией электронов. Величина радиуса находится по формуле

$$r_D = \sqrt{\frac{8U_t \ln n_e}{3\alpha v}}, \quad (2.3.1)$$

где  $U_t$  – средняя энергия электронов, эВ;  $q_0$  – заряд электрона.

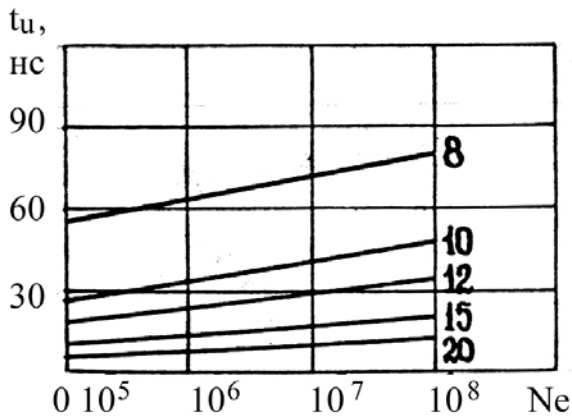


Рис. 2.5. Длительность импульса высокого напряжения в неоне

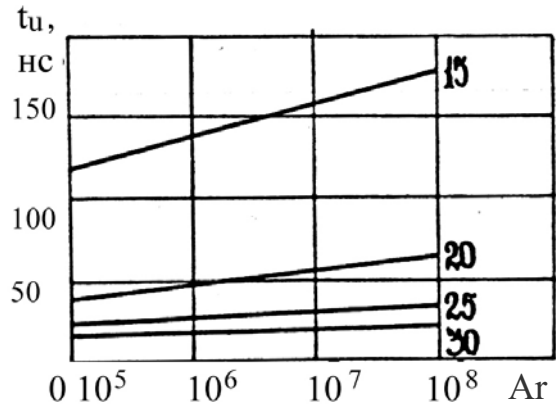


Рис. 2.6. Длительность импульса высокого напряжения в аргоне

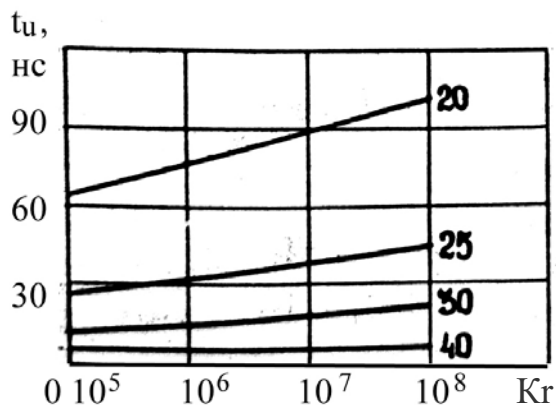


Рис. 2.7. Длительность импульса высокого напряжения в криптоне

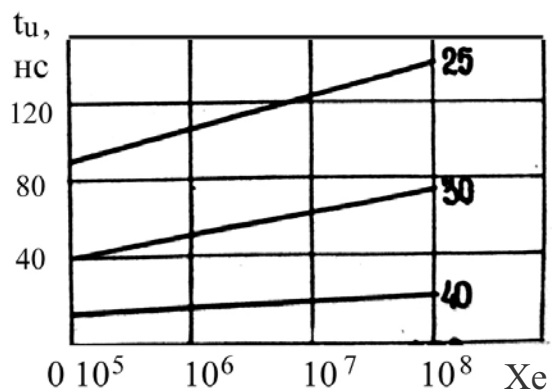


Рис. 2.8. Длительность импульса высокого напряжения в ксеноне

В противном случае радиус увеличивается, в основном, за счет электростатического расталкивания электронного облака и определяется из выражений:

$$r_1 = \sqrt{\frac{3q_0 n_e}{\alpha E}}, \quad (2.3.2)$$

$$r_2 = \left\{ \frac{3q_0}{E} \int_0^x \left[ \exp \int_0^y \alpha(z) dz \right] dy \right\}, \quad (2.3.3)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  – радиусы лавин, соответственно, без учета поля, созданного зарядом положительных ионов;  $x$  – путь, пройденный лавиной.

Результаты расчетов по формулам (2.3.1) и (2.3.2) представлены на рис. 2.9–2.17. Следовательно, радиус головки лавины до значений  $n_e < 10^5$  определяются тепловой диффузией электронов. При  $n_e > 5 \cdot 10^6$  основной вклад в увеличение размеров радиуса лавины вносит электрическое расталкивание. Если  $10^5 < n_e < 5 \cdot 10^6$ , то необходимо учитывать действие обоих процессов. Результаты, полученные по формуле (2.3.3) при  $n_e = 10^8$ , приведены на рис. 1.36. Они подтверждают предположение о более медленном увеличении радиуса лавины с ростом поля, создаваемого положительными ионами. Величины радиуса  $r_2$  в выбранном диапазоне рабочих напряженностей поля для рассматриваемых газов находятся, соответственно, в интервалах:  $(42 \dots 15) \cdot 10^{-3}$ ,  $(35 \dots 12) \cdot 10^{-3}$ ,  $(25 \dots 10) \cdot 10^{-3}$ ,  $(22 \dots 12) \cdot 10^{-3}$  см. В связи с тем, что вычисленные значения радиусов головки лавины являются максимальными, их целесообразно использовать при определении начального количества электронов, инициирующих лавину.



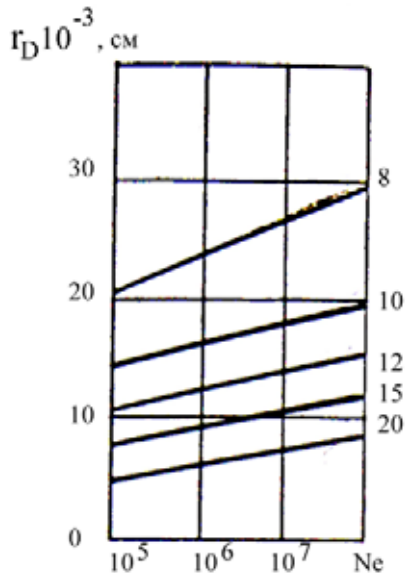


Рис. 2.9. Диффузный радиус лавины в неоне

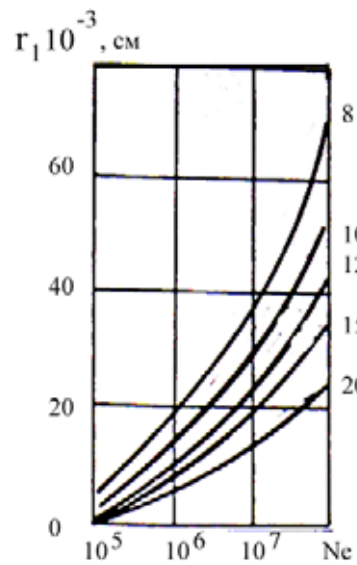


Рис. 2.10. Радиус лавины в неоне с учетом электростатического расталкивания

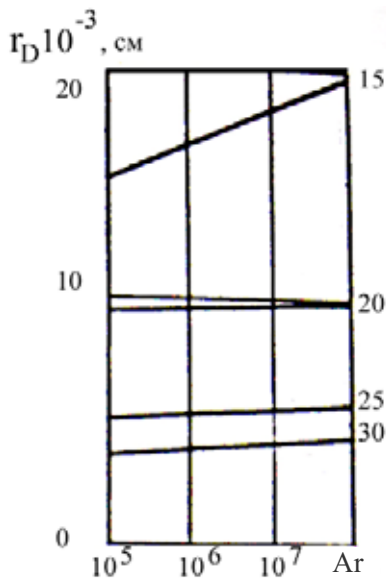


Рис. 2.11. Диффузный радиус лавины в аргоне

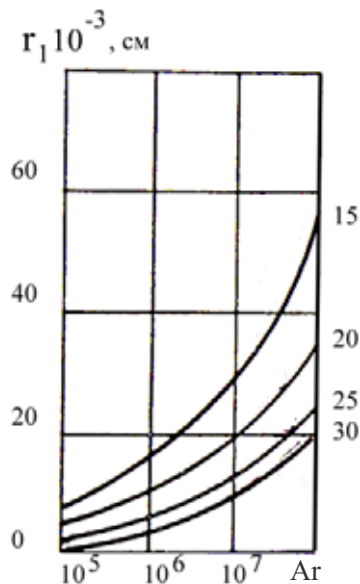


Рис. 2.12. Радиус лавины в аргоне с учетом электростатического расталкивания

Для оценки влияния формы импульса на путь, пройденный лавиной до образования в ней достаточного количества электронов, предположим, что импульс имеет трапециевидальную форму с фронтом  $t_{\text{фр}}$ , срезом —  $t_{\text{ср}}$ , вершиной —  $t_{\text{в}}$ . Изменение напряженности поля от времени на фронте и срезе импульса записывается в виде

$$\frac{E}{p}(t) = Gt,$$

где  $G$  — коэффициент, зависящий от  $t_{\text{фр}}$  и  $t_{\text{ср}}$ .

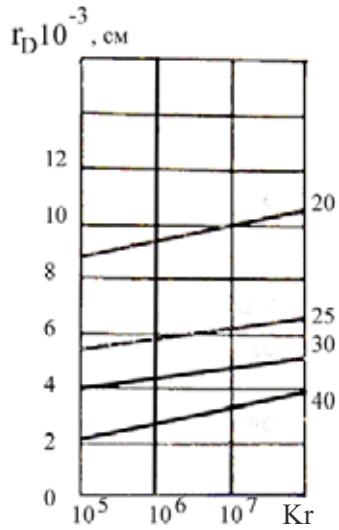


Рис. 2.13. Диффузный радиус лавины в криптоне

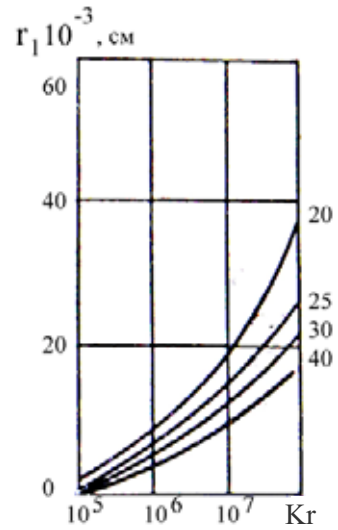


Рис. 2.14. Радиус лавины в криптоне с учетом электростатического расталкивания

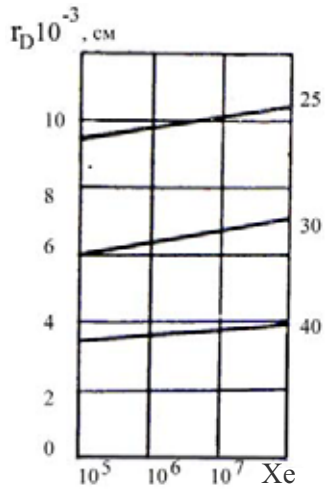


Рис. 2.15. Диффузный радиус лавины в ксеноне

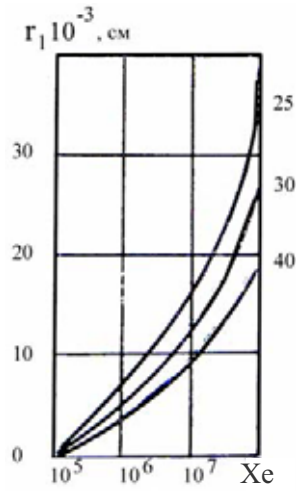


Рис. 2.16. Радиус лавины в ксеноне с учетом электростатического расталкивания

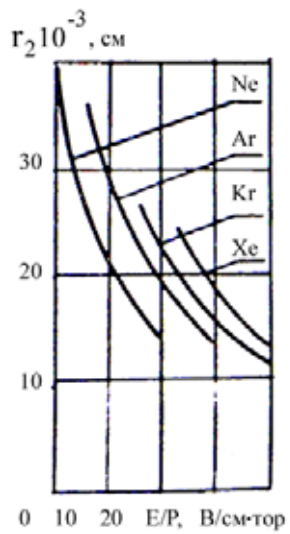


Рис. 2.17. Радиус лавины  $r_2$  в различных газах

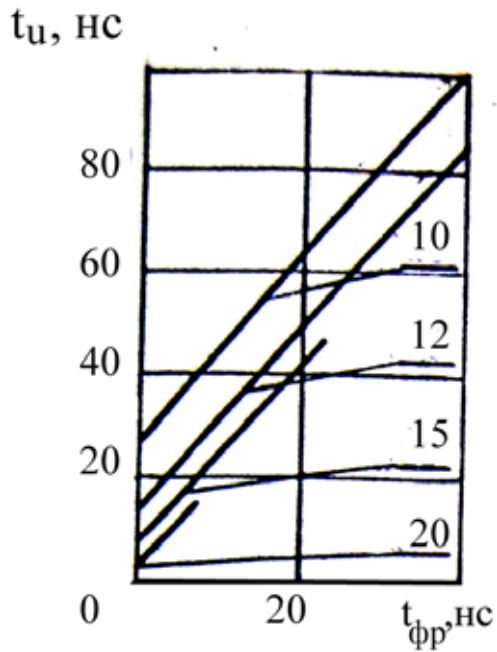


Рис. 2.18. Длительность импульса в неоне без учета флуктуации

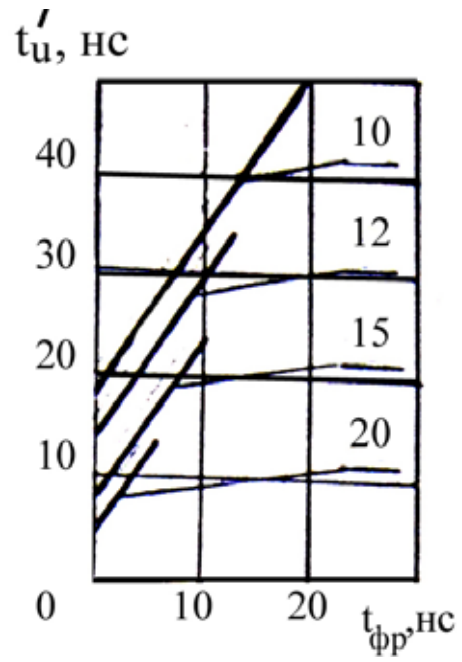


Рис. 2.19. Длительность импульса в неоне с учетом флуктуации

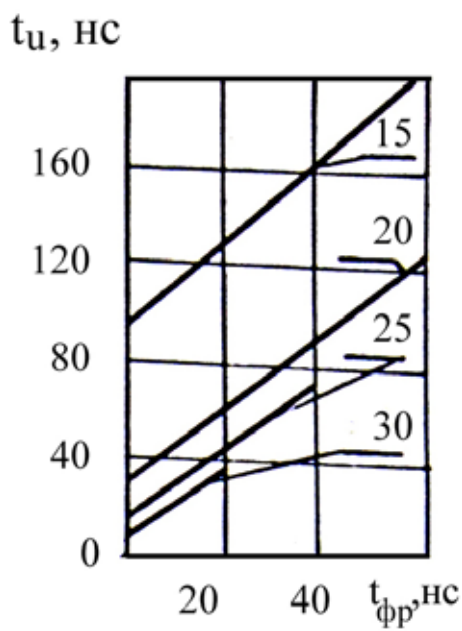


Рис. 2.20. Длительность импульса в аргоне без учета флуктуации

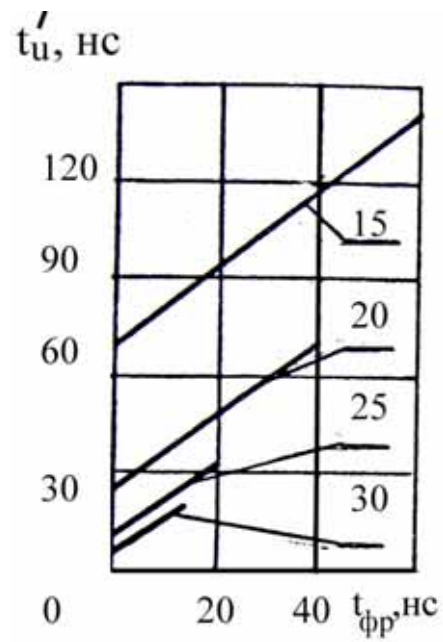


Рис. 2.21. Длительность импульса в аргоне с учетом флуктуации

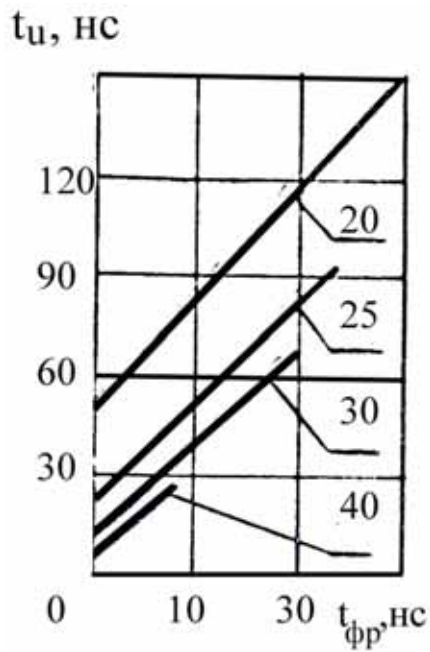


Рис. 2.22. Длительность импульса в криптоне без учета флуктуации

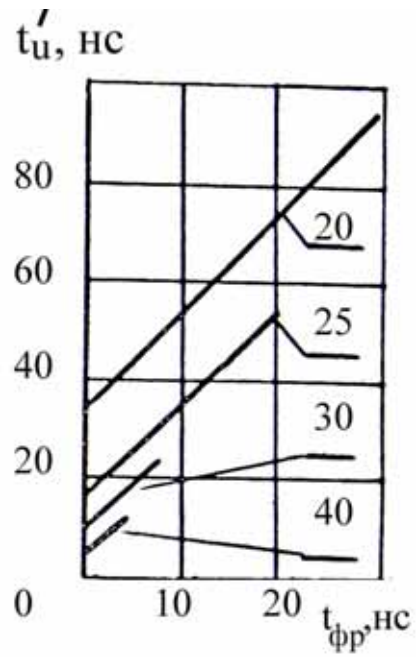


Рис. 2.23. Длительность импульса в криптоне с учетом флуктуации

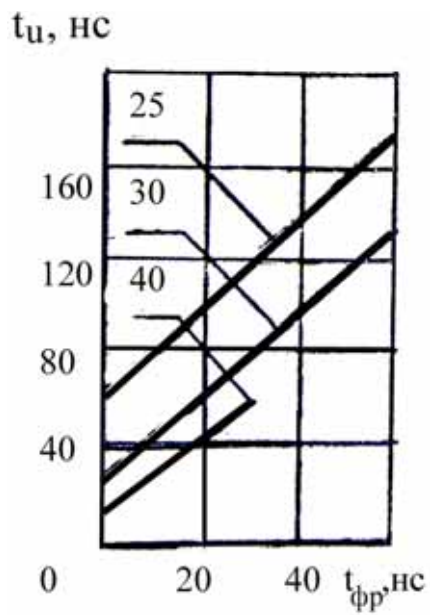


Рис. 2.24. Длительность импульса в ксеноне без учета флуктуации

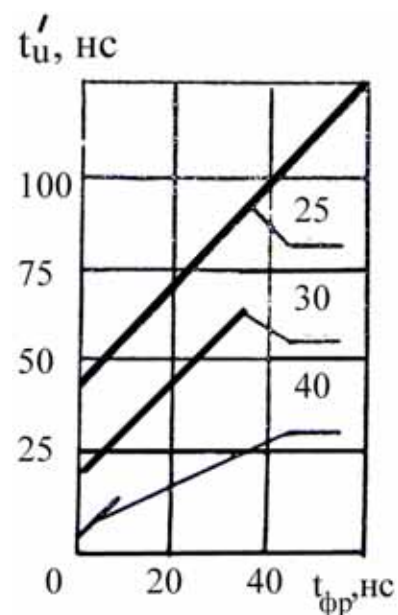


Рис. 2.25. Длительность импульса в ксеноне с учетом флуктуации

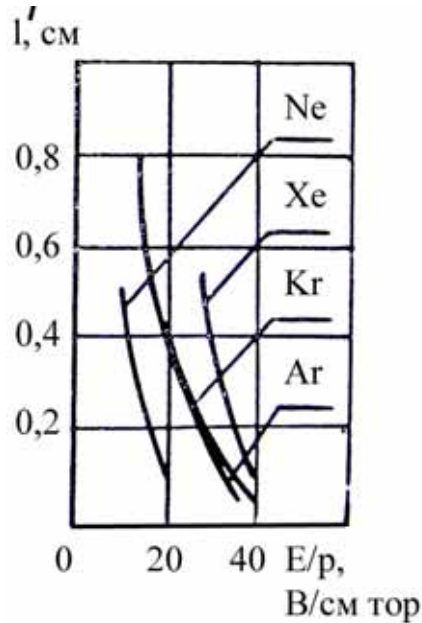


Рис. 2.26. Путь, пройденный лавиной, в различных газах

При этом скорость дрейфа электронов и коэффициент ударной ионизации со временем изменяются в связи с изменением величины  $E/p$  на фронте и срезе импульса, так как они являются функциями  $E/p$ . Зависимости  $\alpha(E/p)$  и  $\nu(E/p)$  с точностью (1...3) % аппроксимируются выражениями, приведенными в приложении 2.

Зависимости длительности импульса  $t_n$  без учета флуктуаций в лавине и с их учетом ( $t'_n$ ) и пути, пройденного лавиной ( $l'$ ), от величины напряженности поля ( $E/p$ ) и фронта импульса ( $t_{фр}$ ) при  $t_{фр} = t_{ср}$ , приведены на рис. 2.18–2.26. Из них следует, что приемлемыми значениями фронта импульса для преобразователей, наполненных аргоном, криптоном, ксеноном, можно считать  $t_{фр} = (20...40) \cdot 10^{-9}$  с, для ГРП, наполненных неоном,  $t_{фр} = 10^{-8}$  с. При этом длительность импульса зависит от величины его переднего фронта и напряженности поля в газовом зазоре и находится в интервале  $(30...100) \cdot 10^{-9}$  с. Путь, пройденный лавиной, зависит только от величины  $E/p$ .

## 2.4. Оценка яркости газоразрядного преобразователя

Для оценки яркости ГРП предположим, что импульсы излучения и высокого напряжения поступают на преобразователь с частотой, при которой период их следования меньше времени инерции глаза. В этом случае для определения средней яркости можно использовать выражение

$$\bar{B} = \int_0^1 B(t) dt,$$

где  $f$  – частота следования импульсов.

При постоянной плотности потока излучения по всей поверхности преобразователя

$$\bar{B} = \frac{f}{S} \cdot \int_0^1 I(t) dt,$$

где  $I(t)$  – сила света ГРП;  $S$  – его рабочая площадь.

Из предположения пропорциональности силы света разряда мощности, потребляемой им в детекторе, и при учете ее ослабления в электроде, пропускающем видимую часть спектра излучения газового разряда, следует

$$\bar{B} = \frac{f \cdot \xi \cdot a \cdot \eta}{S} \cdot \int_0^1 i(t) U(t) dt,$$

где  $\xi$  – коэффициент пропорциональности между силой света и энергетической мощностью светового потока;  $a$  – коэффициент прозрачности электрода;  $\eta$  – средняя доля энергии, преобразованная в видимую;  $i(t)$  – ток, протекающий в преобразователе в момент времени  $t$ .  $U(t)$  – напряжение на газовом промежутке в момент времени  $t$ .

В связи с тем, что все разрядные процессы в преобразователе протекают в пределах длительности импульса высокого напряжения ( $\sim 10^{-7}$  с), ток в нем определяется электронной составляющей:

$$i(t) = \frac{b \cdot Q(t) \cdot \vartheta(t)}{d},$$

где  $Q(t) = Q_0 N \exp\left[\int_0^t \alpha(\tau) \vartheta(\tau) d\tau\right]$  – суммарный заряд электронов в разрядном промежутке;  $Q_0$  – первоначальный заряд, созданный импульсом ионизирующего излучения в объеме  $\Delta V = S_1 \cdot d$ ;  $S_1$  – поперечное сечение объема  $\Delta V$ ;  $D$  – величина разрядного промежутка;  $B$  – отношение числа зарегистрированных лавин к числу образованных;  $v(t)$  – скорость электрона в момент времени  $t$ ;  $\alpha(\tau)$  и  $v(\tau)$  – коэффициент ударной ионизации и скорость электрона в момент времени  $\tau$ , соответственно, а величина средней яркости

$$\bar{B} = \frac{f \cdot \xi \cdot a \cdot b \cdot Q_0 \cdot \eta}{s \cdot d} \int_0^{t_1} \left[ \exp\left(\int_0^t \alpha(\tau) \vartheta(\tau) d\tau\right) \right] \vartheta(\tau) U(t) dt,$$

где  $t_1$  – длительность импульса высокого напряжения.

Поскольку величина  $fQ_0N/Sd$  пропорциональна средней мощности дозы излучения ( $P$ ), то

$$\bar{B} = \xi \cdot a \cdot b \cdot P \cdot q_0 \cdot \eta \int_0^{t_1} \left[ \exp\left(\int_0^t \alpha(\tau) \vartheta(\tau) d\tau\right) \right] \vartheta(\tau) U(t) dt, \quad (2.4.1)$$

где  $q_0$  – заряд электрона.

Из формулы (2.4.1) следует, что яркость ГРП пропорциональна мощности дозы излучения при постоянстве остальных величин, входящих в него. Однако, начиная с некоторого значения мощности дозы, первоначальный заряд будет настолько велик, что лавинный разряд в преобразователе перейдет в промежуточный или стримерный. Сохранение лавинной стадии разряда приведет к необходимости изменения параметров импульса высокого напряжения, а значит – к нарушению пропорциональности.

Для определения дозной чувствительности ГРП предположим, что поток рентгеновского излучения, падающий на преобразователь, распределен по закону Пуассона. Тогда вероятность образования лавины в объеме  $\Delta V$  при попадании на площадку  $S_1$  хотя бы одного кванта равна:

$$P_1 = 1 - \exp[-\Phi \cdot t_2 \cdot S_1 \cdot P_2],$$

где  $\Phi$  – поток излучения;  $t_2$  – длительность импульса излучения;  $P$  – вероятность появления области первичной ионизации.

Из выражения (2.24) следует, что

$$\Phi = -\frac{\ln(1 - P_1)}{S_1 \cdot t_2 \cdot P_2},$$

тогда мощность экспозиционной дозы моноэнергетического излучения

$$P = -\frac{\mu_{в.э}(E)E}{S_1 \cdot t_2 \cdot P_2} \ln(1 - P_1),$$

где  $\mu_{в.э}(E)$  – массовый коэффициент передачи энергии для воздуха;  $E$  – энергия излучения.

При работе преобразователя в одноимпульсном режиме доза импульса

$$D_{И} = -\frac{\mu_{в.э}(E)E}{S_1 \cdot P_2} \ln(1 - P_1),$$

в частотном режиме работы

$$D_{И}^f = -\frac{\mu_{в.э}(E)E}{S_1 \cdot P_2} \ln^n \sqrt[n]{(1 - P_3)},$$

где  $P_3 = 1 - (1 - P_1)^n$ ;  $n = t_3 f$ ;  $t_3$  – время инерции зрения.

Для немонотонного излучения в выражениях следует использовать эффективные значения  $\mu_{в.э}$ , определенные для конкретных спектров.

Однако для правильного выбора фотоприемников и оптимизации телевизионных систем необходимы данные о дифференциальной и ин-

тегральной яркости свечения ГРП в лавинно-стримерном и стримерном режиме работы.

Для расчета выхода оптического излучения в газовом разряде на стримерной стадии развития разряда необходимо знать основные параметры возбуждения атомов и молекул. В условиях работы преобразователя с инертным наполнением такими параметрами являются функция распределения электронов по энергиям (скоростям) (ФРЭС) и сечение электрон-атомных столкновений. Приближенную ФРЕС в постоянном электрическом поле получают при решении кинетических уравнений с использованием метода разложения. Этот метод основан на малой анизотропии распределения электронов вследствие незначительных потерь энергии при упругих столкновениях с тяжелыми атомами. Функция распределения в этом случае состоит из двух частей: симметричной  $f_0$ , которая определяет среднюю энергию электронов, и асимметричной  $f_1$ , определяющей среднюю дрейфовую скорость.

В газоразрядном преобразователе ускорение электронов происходит в непрерывно меняющемся электрическом поле импульса питания. Время релаксации функции  $f_0$  в области энергий электронов ( $\varepsilon_1$  – порог неупругих столкновений) для ксенона равно  $\sim 10^{-6}$  с, а в области  $\varepsilon > \varepsilon_1$  коэффициент передачи энергии при неупругих столкновениях  $\approx 1$ , и время релаксации  $\sim 10^{-12}$  с. Время релаксации функции в области энергии электронов  $\varepsilon > \varepsilon_1$  много меньше длительности импульса питания в ГРП и функцию, найденную для электронов, движущихся в постоянном электрическом поле, можно использовать для расчета оптических характеристик разряда и при переменном электрическом поле.

Используя данную модель, а также с учетом того, что транспортная частота упругих соударений в инертных газах  $\nu^t = const$  с точностью 15...20 % в области энергий  $\varepsilon_1 < \varepsilon^* < 3\varepsilon_1$  симметричную часть функции распределения электронов, необходимую для расчета выхода оптического излучения, можно представить в виде:

$$f_0 = \frac{3}{2\pi\nu_i q_0} \exp \left[ -\frac{\sqrt{3}}{eE} \int_{\nu_i}^{\nu} \sqrt{\nu^t * \nu^h} d\nu \right],$$

где  $q_0 = \frac{2m_e \sqrt{\nu^t, \nu^h}}{\sqrt{3}eE}$  – параметр столкновений;  $\nu^h$  – частота неупругих столкновений;  $E$  – напряженность поля в газоразрядном промежутке;  $m_e$  и  $e$  – масса и заряд электрона, соответственно.

Расчет сечений возбуждения резонансных уровней производился по формуле Режемортера с использованием экспериментальных значений



сил осцилляторов, а оценки сечений для видимого излучения получены по полуэмперическим формулам, разработанным Вайнштейном, Собельманом и Юковым. Количество резонансно возбужденных атомов, приходящихся на один свободный электрон в лавине запишем как

$$Q_p = \frac{\sum_{j=1}^n \delta_j}{\alpha},$$

$$\frac{\delta_j}{\alpha} = \frac{\nu_0^j}{\nu^i} \frac{\left(\frac{\nu_i}{\nu_1} - 1\right)}{\left(\frac{\nu_j}{\nu_1} - 1\right)} \exp \left\{ q_0 \left[ \left(\frac{\nu_i}{\nu_1} - 1\right)^{3/2} - \left(\frac{\nu_j}{\nu_1} - 1\right)^{3/2} \right] \right\},$$

где суммирование проводилось по полному набору резонансных уровней;  $\nu_0^j$  и  $\nu_0^i$  – соответственно, коэффициенты пропорциональности в аппроксимационных формулах для частоты возбуждения на резонансный  $j$ -уровень и частоты ионизации;  $\nu_j$  и  $\nu_i$  – скорости электронов, соответствующие энергиям резонансного  $j$ -уровня и потенциала ионизации.

Для расчета выхода резонансных фотонов в ксеноне использовались экспериментальные значения сечения возбуждения.

Видимое излучение в ГРП образуется, в основном, при переходах с  $r$ -уровней на резонансные  $s$ -уровни внутри одной подоболочки. Возбужденные на  $r$ -уровни атомы могут образовываться при прямых переходах, когда резонансно возбужденные или метастабильные атомы за время, меньшее радиационного распада, получают дополнительное возбуждение при столкновении с электронами. Суммарное сечение ступенчатых переходов на  $r$ -уровни в инертном газе значительно выше чем для прямых, но время релаксации процесса в ступенчатых переходах, вследствие низкой концентрации возбужденных атомов, очень велико, и в результате эффективность таких процессов в разряде мала.

Оценка выхода видимого излучения проводилась с использованием сечений переходов, рассчитанных по формуле

$$\sigma = \pi G_0 \left( \frac{R_y}{\Delta \varepsilon} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{1}{2\varepsilon_0 + 1} \sum_{\kappa} Q_{\kappa}(G_0, G_1) \cdot \Phi_{\kappa}(u),$$

где  $u = \frac{\varepsilon - \Delta \varepsilon}{\Delta \varepsilon}$ ;  $\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ ;  $Q_{\kappa}(G_0, G_1)$  – угловые факторы, зависящие от квантовых чисел угловых моментов;  $\Phi_{\kappa}(u)$  – аппроксимирующая функция;  $\kappa = |l_0 - l_1|, |l_0 - l_1| + 2, \dots, l_0 + l_1$ ;  $l_0, l_1$  – орбитальные квантовые числа начального и конечного состояний.

Индекс суммирования  $k$  для прямых переходов из основного состояния в состояния, ответственные за испускание видимого излучения в инертных газах, равен 0 и 2, а аппроксимирующая функция для данных  $k$  –

$$\Phi_{0,2} = \left( \frac{u}{u+1} \right)^{1/2} \frac{c}{u+\varphi},$$

где параметры  $c$  и  $\varphi$  зависят от расположения энергетических уровней начального и конечного состояний возбужденного атома и приведены в таблицах.

Угловые факторы  $Q_k(G_0, G_1)$  для переходов с терма основного состояния атома инертного газа на все термы интересующей нас конфигурации равны 1.

Расчетные данные по выходу оптического излучения удобно сравнить с экспериментальными при напряженности электрического поля, соответствующей напряженности лавинно-стримерного перехода, при которой в газоразрядном объеме образуются критические лавины. Лавинно-стримерный переход характеризуется резким ростом яркости или легко обнаруживается визуально и при измерениях яркости.

В табл. 2.2 приведены значения удельного выхода видимого излучения  $Q_B$  и резонансного излучения  $Q_P$ . Соотношения по выходу видимого излучения согласуются с экспериментальными результатами измерения яркости в ГРП.

Таблица 2.2

*Удельный выход оптического излучения для лавинно-стримерного перехода*

Газ	Ne	Ar	Kr	Xe
$Q_P$	60	105	35	55
$Q_B$	58	4,5	2,9	6,5
$Q_P/Q_B \cdot 10^{-3}$	1,0	13,4	24,4	11,1

Доля энергии, которая идет на образование резонансного излучения в ГРП при питания прямоугольными импульсами, создающими в газоразрядном промежутке напряженность поля  $E$  и имеющими длительность  $t_n$ , можно найти по формуле

$$\eta_p = \frac{W_p}{W} = \frac{\alpha Q_p \bar{\varepsilon}_p}{eE \ln \frac{10^8}{N_0}},$$

где  $\bar{\varepsilon}_p$  – средняя энергия резонансных фотонов.

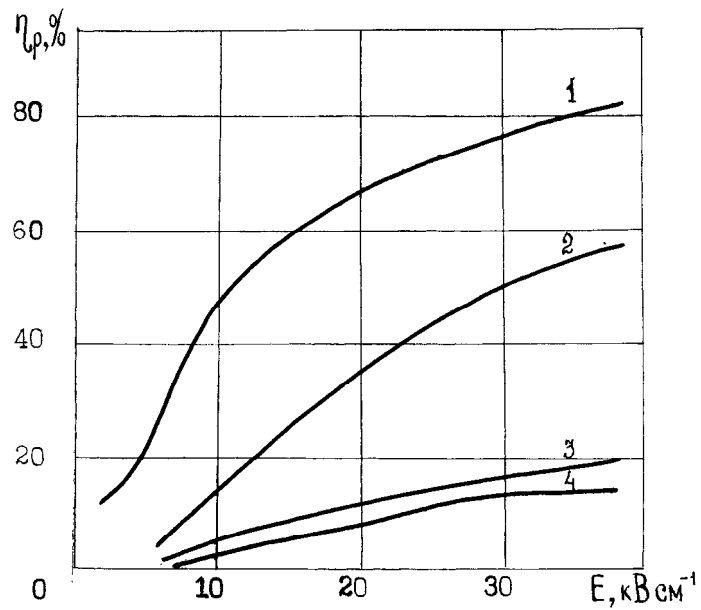


Рис. 2.27. КПД разряда относительно выхода резонансного излучения:  
1 – неон; 2 – аргон; 3 – криптон; 4 – ксенон

На рис. 2.27 изображены зависимости  $\eta_p = f(E)$  для различных газов. Среди инертных газов наибольшим КПД относительно выхода резонансного излучения обладает неон, а наименьшим – ксенон.

## ГЛАВА 3 ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

### 3.1. Распространение УФ-излучения в ГРП

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  $\sim 80$  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,  $\tau_b = 10^{-9} \dots 10^{-8}$  с. Коэффициент поглощения для центра резонансной линии в однородном газе равен  $\sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ . 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  $\lambda_p$  – длина волны резонансного фотона (так, в случае ксенонового наполнения при нормальных условиях  $n_G = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda_{p1} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ,  $\lambda_{p2} = 1,47 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ,  $\lambda_{p2}^3 \cdot n_G > \lambda_{p1}^3 \cdot n_G \gg 1$ ), то длина пробега оказывается порядка длины волны фотона, и времени жизни (ухода на стенки) возбуждения внутри газовой системы с характерным размером  $L = 1 \text{ см}$  будет равно

$$\tau_{жс} = \tau_b \sqrt{\frac{L}{\lambda_p}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}.$$

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  $D = \frac{d_2^2}{\tau_{жс} \cdot \pi^2}$ , при  $d_2 = 1 \text{ см}$  и  $\tau_{жс} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ,  $D = 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ .

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  $\omega_0$  на частоту  $> \Delta\omega$ , равна:

$$W(\omega > \omega_0 + \Delta\omega) = \int_{\omega_0 + \Delta\omega}^{\infty} P(\omega) d\omega = \frac{2}{\pi} - \operatorname{arctg} \frac{\Delta\omega}{\gamma/2}, \quad (3.1)$$

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

уширения;  $\gamma$  – ширина линии.

В табл. 3.1 приведены вероятности образования резонансных фотонов с отклонением от центральной частоты на  $n \cdot \gamma$  и отношения коэффициентов поглощения  $\alpha/\alpha_0$ .

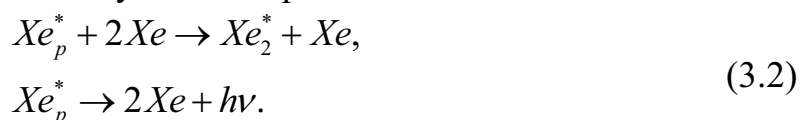
Таблица 3.1

*Вероятности образования резонансных фотонов и отношения коэффициентов поглощения для различных отклонений от центральной частоты*

$\Delta\omega$	$\gamma/2$	$\gamma$	$2\gamma$	$5\gamma$	$10\gamma$
W	1	0,29	0,16	0,6	0,03
$\alpha/\alpha_0$	0,50	0,20	0,06	0,02	0,002

Для ухода резонансных фотонов на стенки преобразователя за время  $\approx 80$  нс необходимо отклонение их частоты от центральной частоты линии на  $\Delta\omega \geq 10\gamma$ , а согласно данным табл. 3.1, 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 (3.2)  $K_b = 2,5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ . Постоянная релаксации данного процесса

$\tau_p = 1/K_g : NG^2 = 55$  н/с. Радиационный распад возбужденных молекул ксенона при нормальных условиях происходит за время  $\sim 10^{-8}$  с. Используя найденное выше значение коэффициента диффузии резонансного излучения и постоянной релаксации процесса, можно сравнить диффузионный радиус области разряда, излучающей молекулярное излучение  $\text{Xe}_2^*$  с видимым радиусом разряда, который в ксеноне для лавинно-стримерного разряда при атмосферном давлении равен  $\sim 0,1$  мм. Диффузионный радиус при нормальном давлении,  $r_D = \sqrt{4Dt + r_p^2} \approx 0,8$  мм, значительно превышает видимый радиус и примерно равен ему при высоких давлениях Хе ( $\geq 10$  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  $d_2 \cong 1$  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 (3.2).

Диффузионное распространение резонансного возбуждения возможно при нормальных условиях и величине  $d_2 \leq 0,1$  см или при обычных значениях  $d_2$  и пониженных давлениях газа (примерно в 10 раз ниже нормального).

На молекулярное происхождение УФ-излучения в условиях, близких к условиям в ГРП, указывают и экспериментальные исследования координатного газового детектора ультрафиолетовых и рентгеновских фотонов, проведенные в ИФП РАН.

В экспериментах регистрировалось оптическое излучение волны ионизации в ксеноне при нормальных условиях. Было установлено, что, когда фронт ионизации находился от регистрирующих счетчиков на расстоянии 1 мм, они регистрировали только молекулярное излучение. При меньших расстояниях, наряду с молекулярным, регистрировалось и резонансное излучение. Сообщается также о значительном (более чем в 3 раза) превышении размера области, излучающей ультрафиолетовое молекулярное излучение относительно видимого диаметра разряда.

Девозбуждение молекул  $\text{Xe}^*$  (рис. 3.1) 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  $\lambda_{\max} = 1540$  Å, а вторая, значительно более мощная, с триплетным  $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ , имеющим  $\lambda_{\max} = 1750$  Å. С повышением давления интенсивность излучения в районе

второй полосы возрастет (рис. 3.2). При нормальном давлении континуум  $\text{Xe}^+$  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.

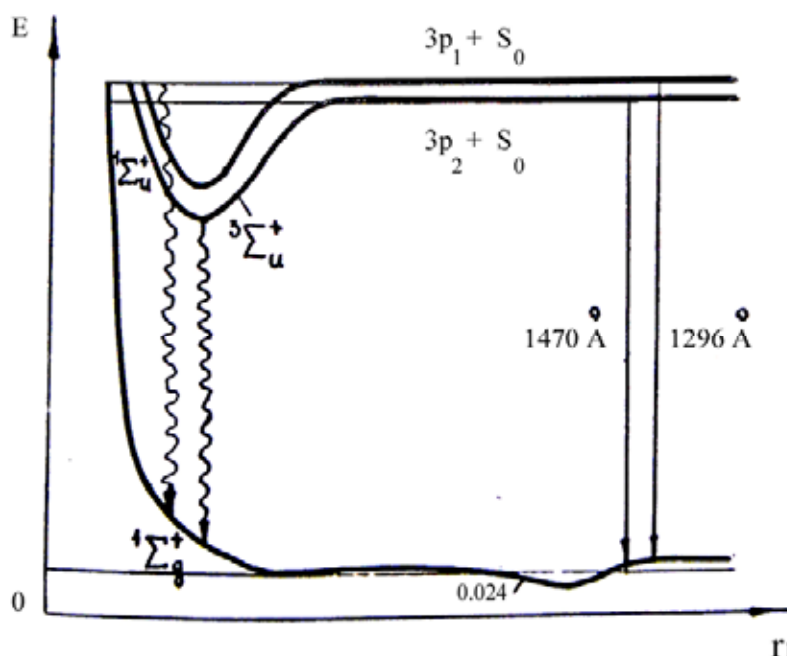


Рис. 3.1. Схема низших уровней энергии атомов Xe и электронных термов  $\text{Xe}^*_2$

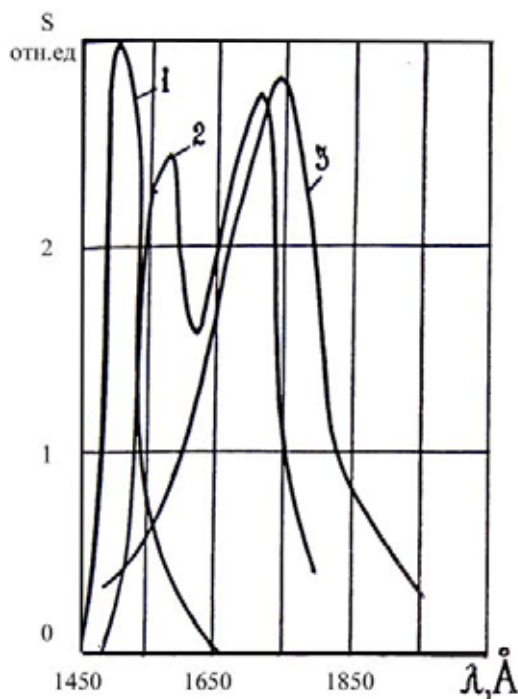


Рис. 3.2. Спектр электролюминесценции Xe (давление: 1 – 13,4 кПа; 2 – 6,6 кПа; 3 – 101,3 кПа)

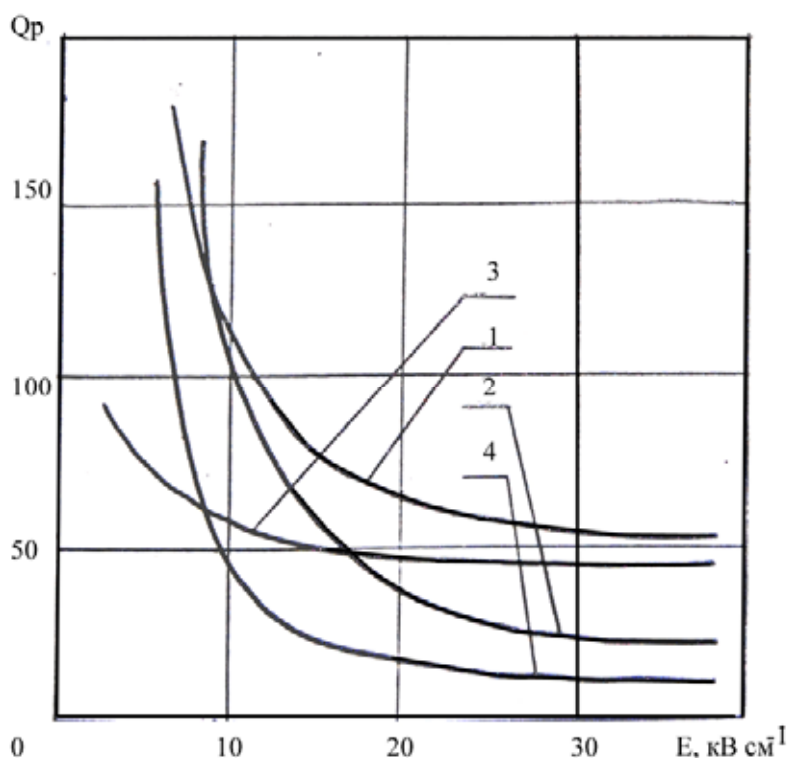


Рис. 3.3. Удельный выход резонансных фотонов в зависимости от напряженности электрического поля в ГРП в лавинном режиме: 1 – аргон; 2 – ксенон; 3 – неон; 4 – криптон

Видимое излучение лавинно-стримерных разрядов в инертных газах формируется, в основном, за счет связанно-связанных  $ns \rightarrow mp$  переходов в верхних оболочках возбужденных атомов и расположено в интервале длин волн в неоне – 585...724 нм, аргоне – 404...434 нм, криптоне – 427...446 нм, ксеноне – 435...480 нм.

Молекулярное излучение практически не поглощается в собственном газе. Уничтожение УФ-излучения разрядов возможно при тушении резонансно-возбужденных атомов в результате столкновения с молекулами воздуха или других молекулярных примесей (азот, кислород и др.). Сечение таких процессов имеет порядок газокинетического  $10^{-15} \text{ см}^2$ . Тушение происходит через образование промежуточного состояния квазимолекулы и возбужденного атома. Энергия резонансного возбуждения передается на возбуждение колебательно-вращательных уровней и диссоциацию молекул.

Время релаксации данного процесса

$$\tau = \frac{1}{N_M \nu \sigma},$$

где  $N_M$  – концентрация молекулярной примеси. При остаточном давлении воздуха 0,01 % в газовом наполнении ГРП  $N_M = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu \approx 10^4 \text{ см/с}$ ,  $\sigma \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $\tau \approx 10^{-5} \text{ с}$  и данный процесс тушения не влияет на выход УФ-



излучения. Молекулярные примеси, согласно данным оценкам, будут оказывать влияние на выход УФ-излучения при их концентрации  $> 1 \dots 2 \%$ . При увеличении их концентрации они, прежде всего, повлияют на выход оптического излучения косвенным образом через воздействие на динамику развития разрядов посредством уменьшения средней энергии электронов, прилипания и т. д.

### **3.2. Преобразование ультрафиолетового излучения газового разряда в видимое**

Среди источников «невидимой» информации о газовых разрядах, для которых существуют эффективные методы прямого преобразования их энергии в видимое излучение, можно назвать УФ-излучение разрядов, потоки электронов и ионов, распространяющиеся при разряде на электроды.

В газоразрядных индикаторных панелях и люминесцентных лампах используется преобразование УФ-излучения тлеющего разряда в видимое с помощью люминофоров, которые наносятся на внутренние поверхности газоразрядных объемов этих приборов. Для установления целесообразности применения данного метода повышения светоотдачи в ГРП необходимо провести количественные оценки выхода УФ-излучения в условиях преобразователя, и рассмотреть процесс преобразования объемного изображения, формируемого УФ-излучением газовых разрядов в плоское на люминесцентных слоях, нанесенных на внутреннюю поверхность электродов. Последнее особенно важно, так как в преобразователе, в отличие от источников света и индикаторных панелей, необходимо сохранить информацию о пространственном распределении разрядов.

Видимое излучение в ГРП образуется, в основном, при переходах с  $p$ -уровней на резонансные  $s$ -уровни внутри одной подоболочки [30]. В неоне это переходы  $3p-3s$ , в аргоне –  $4p-4s$ , криптона –  $5p-5s$ , ксеноне –  $6p-6s$ . Возбужденные на  $p$ -уровни атомы могут образоваться при прямых переходах, когда резонансно-возбужденные или метастабильные атомы за время, меньшее времени радиационного распада, получают при столкновении с электронами дополнительное возбуждение. Суммарное сечение ступенчатых переходов на  $p$ -уровни в инертном газе значительно выше прямых (примерно на два порядка) и в случае неона равно  $\sim 10^{-14} \text{ см}^2$ , но время релаксации процесса ступенчатых переходов, вследствие низкой концентрации возбужденных атомов, очень велико ( $\tau_p \cong 10^{-5} \text{ с}$ ), и в результате эффективность таких процессов в лавинно-стримерном разряде мала.

Расчетные данные по выходу оптического излучения удобно сравнивать с экспериментальными при напряженности электрического поля, соответствующей напряженности лавинно-стримерного перехода  $E_n$ , при которой в газоразрядном объеме образуются критические лави-

ны с числом электронов  $N_{\text{кр}} \cong 10^8$ . Лавинно-стримерный переход характеризуется резким ростом яркости и легко обнаруживается визуально при изменениях яркости. Для ГРП типичной конструкции с  $d_2 = 0,8$  см при одинаковых условиях облучения и питания идеальными прямоугольными импульсами значения напряженностей электрического поля  $E_n$  для Ne, Ar, Kr, Xe, соответственно, равны 5,6; 10,4; 11,2; 14,8 кВ·см<sup>-1</sup>.

В табл. 3.2 для напряженности  $E_n$  в ГРП с различным газовым наполнением приведены значения  $Q_p$ ,  $Q_b$ ,  $Q_p/Q_b$ ,  $Q_p[\text{Xe}]/Q_p[\text{Ne, Ar, Kr}]$ ,  $Q_b[\text{Ne}]/Q_b[\text{Xe, Ar, Kr}]$ .

Таблица 3.2

*Выход оптического излучения для различных газов*

Параметр	Ne	Ar	Kr	Xe
$Q_p$	60	105	35	55
$Q_b \cdot 10^{-2}$	5,8	4,5	2,9	6,5
$Q_p/Q_b \cdot 10^{-3}$	1,1	2,4	1,2	0,9
$Q_p[\text{Xe}]/Q_p[\text{Ne, Ar, Kr}]$	0,9	0,5	1,6	1,0
$Q_b[\text{Ne}]/Q_b[\text{Xe, Ar, Kr}]$	1,0	13,4	24,4	11,1

Долю энергии, которая затрачивается на образование резонансного излучения в ГРП при питании прямоугольными импульсами, создающими в газоразрядном промежутке напряженность  $E_n$  и имеющими длительность  $t_U$ , можно найти по формуле

$$\eta = \frac{W_p}{W} = \frac{\alpha Q_p \cdot \bar{\varepsilon}_p}{eE \cdot \ln \frac{10^8}{N_0}}, \quad (3.3)$$

где  $\bar{\varepsilon}_p$  – средняя энергия резонансных фотонов.

Для стробоскопической регистрации высокоскоростных динамических процессов и исследования временных параметров газового разряда в УФ области интерес представляют органические люминофоры дифенильной группы углеводородов с очень малыми временами высвечивания: паратерфенил, дифенил-стильбен и др. Так, время высвечивания паратерфенила равно  $5 \cdot 10^{-9}$  с, квантовый выход  $\sim 0,9$ , спектр высвечивания расположен в сине-фиолетовой области видимого диапазона. Недостаток данных люминофоров заключается в их низкой теплостойкости ( $< 200$  °С). При возбуждении резонансным излучением ксенона от стационарного разряда в газоразрядных индикаторных панелях (ГИП) для люминофоров  $\text{Zn}_2\text{SiO}_4:\text{Mn}$ ,  $\text{I}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ ,  $\text{CaMgSiO}_3:\text{Ti}$  получены следующие значения яркости свечения: 2500; 800; 1500 кд/м<sup>2</sup>. Абсолютные значения яркости и их отношения в ГРП будут другими, так как существенно отличаются условия разряда. Окончательный вывод об эффективности применения различных

люминофоров в ГРЛП можно сделать только после проведения экспериментальных исследований в реальных условиях возбуждения.

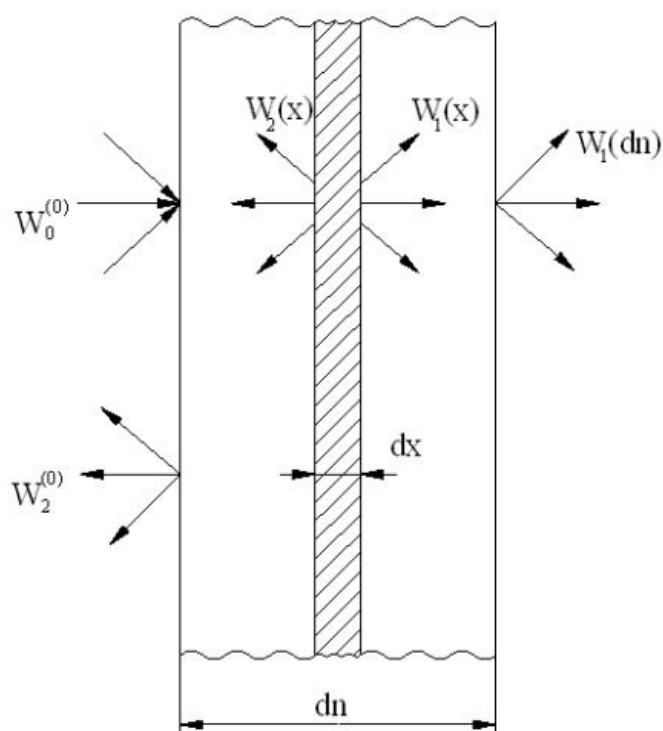


Рис. 3.4. Условная схема работы люминесцентного слоя

Если на плоский слой люминофора толщиной  $d_l$  попадает излучение с плотностью энергии  $W_0$ , то плотности прямого и обратного потоков, проходящих через некоторый внутренний слой  $dx$ ,  $W_1$  и  $W_2$ , можно выразить с помощью формул [59]:

$$W_1(x) = W_0 \frac{sh[L(d_l - x) - \ln R(\infty)]}{sh[Ld_l - \ln R(\infty)]},$$

$$W_2(x) = W_0 \frac{sh[L(d_l - x)]}{sh[Ld_l - \ln R]}, \quad (3.4)$$

где  $L = \sqrt{k^2 + 2kS}$ ;  $R(\infty) = 1 + \frac{k}{S} - \sqrt{\left(\frac{k}{S}\right)^2 + 2\left(\frac{k}{S}\right)}$ ;  $k$  – показатель поглощения излучения, зависящий от длины волны;  $S$  – показатель рассеяния излучения, зависящий от длины волны и пропорциональный общей площади сечения частиц в единице объема.

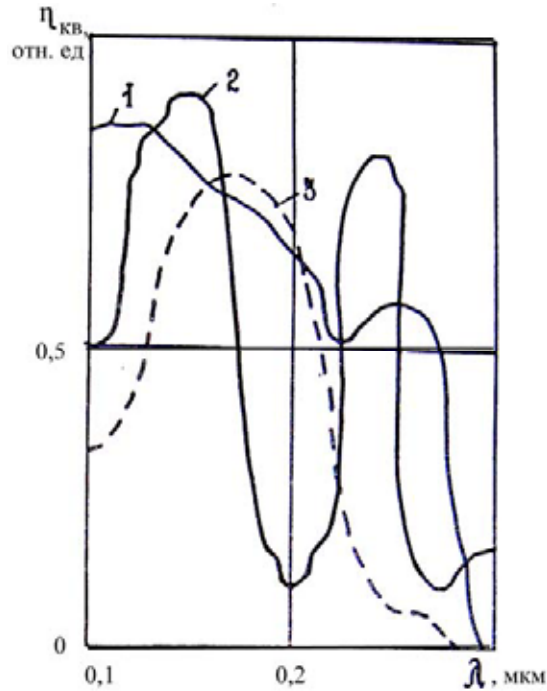


Рис. 3.5. Спектры возбуждения эффективных люминофоров зеленого свечения: 1 –  $Zn_2SiO_4:Mn$ ; 2 –  $IBO_3:Tb$ ; 3 –  $BaAl_{12}O_{19}:Mn$

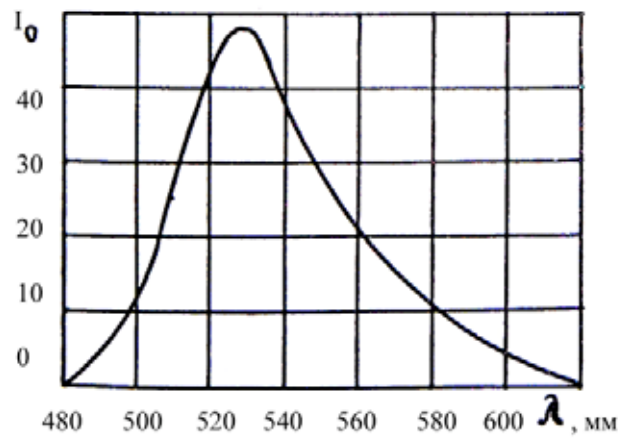


Рис. 3.6. Спектр высвечивания вилемита ( $Zn_2SiO_4:Mn$ )

При  $x = d_l$  можно определить значения коэффициентов пропускания отражения и поглощения:

$$\tau = \frac{W_1(d)}{W_0}; \quad \rho = \frac{W_2(0)}{W_0}; \quad \alpha = 1 - \frac{W_1(d) + W_2(0)}{W_0}.$$

УФ-излучение газового разряда ( $\lambda_{\max} = 175 \text{ нм}$ ) поглощается в тонком поверхностном слое. Так же образуется и излучение люминес-

ценции, распространяющееся одинаково в прямом и обратном направлении. Тогда плотность потока энергии в прямом направлении  $W_{1л} = \frac{1}{2}W_л \cdot \tau_л$  и обратном  $W_{2л} = \frac{1}{2}W_л(1 + \rho_л)$ , где  $\tau_л$  – коэффициент пропускания слоем люминофора собственного излучения;  $\rho_л$  – коэффициент рассеяния собственного излучения.

Общий поток энергии люминесцентного слоя единичной площади равен

$$W_л = \gamma \cdot W_0 \cdot \alpha_в,$$

где  $\gamma = \eta_{кв} \frac{\lambda_в}{\lambda_л}$  – энергетический коэффициент преобразования возбужденного излучения;  $\eta_{кв}$  – квантовый выход люминесцентного слоя;  $\lambda_в$  – коэффициент поглощения возбуждающего излучения.

Окончательные выражения для  $W_{1л}$  и  $W_{2л}$  имеют вид:

$$W_{1л} = \frac{1}{2} \gamma W_0 \alpha_в \tau_л; \quad (3.5)$$

$$W_{2л} = \frac{1}{2} \gamma W_0 \alpha_в (1 + \rho_л).$$

С возрастанием толщины люминесцентного слоя коэффициент поглощения излучения  $\alpha_в$  непрерывно возрастает, в то время как коэффициент пропускания излучения люминесценции падает. Поэтому  $W_{1л}$  имеет максимум при изменении толщины слоя. Оптимальная толщина слоя при регистрации потока  $W_{1л}$  и лаковым способом нанесения по различным данным колеблется от 1 до 7 мг/см<sup>2</sup> (3...20 мкм для Zn<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>:Mn) [47]. Плотность потока энергии люминесценции со стороны возбуждающего излучения с увеличением толщины слоя возрастает и, если рассеяние возбуждающего излучения мало, стремится к предельному значению, определяемому произведением  $\frac{1}{2} \gamma W_0 \alpha_в (1 + \rho_л) \rightarrow 0,5 \gamma W_0$ . В том случае, когда наблюдение изображения на люминесцентном слое преобразователя производится со стороны падения возбуждающего излучения, толщина слоя может быть произвольной, большей 7 мг/см<sup>2</sup>. Из-за отсутствия необходимых исходных данных для расчета коэффициентов  $\alpha_в$ ,  $\tau_л$ ,  $\rho_л$  оптимальная толщина реальных слоев «на просвет» обычно определяется экспериментально.

Гранулометрический состав люминофоров, возбуждаемых УФ-излучением, не должен содержать частицы размером менее 3...4 мкм,

так как это приводит к сильному рассеянию излучения. С другой стороны, для получения равномерных по плотности слоев размер частиц не должен превышать  $\sim 20$  мкм. Выход люминесценции из слоя сильно зависит от типа и концентрации связующего. Необходимо использовать связующие с малым поглощением УФ-излучения с  $\lambda < 200$  нм (например, цапонлак) или выжигать связующее из слоя при термообработке, что желательно также для увеличения длительности работы ГРП с одним газовым наполнением.

При работе ГРП происходит зарядка поверхности люминесцентного слоя электронами газовых разрядов, также возможен пробой слоя. Поверхностные поля могут оказывать влияние на разряды, приводя к расширению их диаметра и отклонению траекторий от первоначальных, что снижает качество изображения. Поэтому дополнительным требованием к слоям в ГРЛП следует назвать их высокую диэлектрическую проницаемость.

## ГЛАВА 4

# ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУИРОВАНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

### 4.1. Основополагающие принципы конструирования газоразрядных преобразователей

Можно выделить следующие принципы, определяющие требования к конструкции газоразрядных преобразователей.

1. Принцип энергетического соответствия.
2. Принцип выполнения условий развития разряда в рабочей области преобразователя.
3. Информативности: передача, представление, хранение информации.

Первый принцип связан непосредственно с решаемой задачей, так как выбор используемого энергетического диапазона зависит от объекта контроля. Детальный подход к определению параметров конструктивных элементов преобразователя дан в первом разделе. Как следует из содержания, в нем определено, в зависимости от энергии излучения, рабочее тело, формирующее скрытое электронное изображение: газ или стенка преобразователя, которые могут служить одновременно одним из электродов.

В области высоких энергий электроны эмитируются в газ из входного электрода. Если электрод покрыт люминофором, то положительный потенциал подается на него и разряд развивается в его сторону. Как было показано, для повышения эффективности регистрации излучения в последнем случае необходимо увеличивать атомный номер газа. Выбор газа определяет и условие развития разряда: перенапряжение, длительность импульса питания, скорость, требования к стабильности питания, время памяти, краевые пробои. Таким образом, второй принцип является следствием первого. Анализ условий и вытекающие из них требования к конструкции подробно даны во втором разделе, поэтому главное внимание здесь будет уделено последнему пункту: конструктивному устранению краевых эффектов.

Способ представления информации накладывает свои особенности, но они не в такой степени зависят от целей применения преобразователя. Иллюстрацией к сказанному может служить табл. 4.1. В ней представлены параметры защищенных авторскими свидетельствами конструкций газоразрядных преобразователей, способы и конструкции, реализующие оптимальные решения рассмотренных принципов.

Таблица 4.1

## Различные варианты конструкций преобразователя

№ авторского свидетельства	Вид излучателя	Наличие фотокагода	Преобразование УФ-излучения в видимое	Подавление шумов	Область применения	Способ снятия информации
1	2	3	4	5	6	7
556710	импульсный	+			рентгенография, медицина, неразрушающий контроль, интроскопия	электростатический носитель
550944	любой	+			интроскопия	любой
577909	импульсный				неразрушающий контроль	любой
884475	импульсный		люминофор	микрочанальная пластина	интроскопия	любой
807480	импульсный				интроскопия	любой
869502	импульсный		люминофор	прозрачная металлическая и металллокисная пленка	интроскопия	любой
1085393	импульсный	+	люминофор с памятью		интроскопия	любой
1085433	импульсный	+	3...5%		интроскопия, медицина, неразрушающий контроль	любой
1208500	импульсный (бетатрон)				интроскопия	любой
1261028	импульсный			волоконно-оптический диск	интроскопия	фотографический
1288783	импульсный			люминофор	интроскопия	любой
1744075	импульсный				интроскопия, регистрация быстро протекающих процессов	любой
1365986	импульсный					



Продолжение табл. 4.1

Наличие резистивного слоя	Способ синхронизации	Способ устранения краевых пробоев	Состав установки	Цель предложения	Развязка разрядов	Способ	Устройство
8	9	10	11	12	13	14	15
		электрод с профилем Роговского		документирование, повышение разрешающей способности			+
	синхронизация не нужна		ГРП, ИП, ГИН, запуск ГИН	повышение эффективности и памяти	диэлектрическая пластина		+
	принудительный		ЗГ (двухканальный), излучатель ГИН 1,2	повышение яркости		+	
	автозапуск		ГРП, ГИН 1, блок запуска	повышение долговечности	диэлектрик (люминофор)		+ детектор
+	автозапуск		ГРП, ГИН	стабилизация времени памяти, улучшение изображения	резистивный слой		+
	автозапуск		ГРП, ГИН 1, блок запуска	улучшение ЧКХ	диэлектрик (люминофор)		+
	любой			увеличение градаций яркости	диэлектрик (люминофор)	+	
	любой	коллиматор, Г-образная рамка, 3...5% неона в ксеноне или криптоне		увеличение яркости	диэлектрик		+

Окончание табл. 4.1

Наличие резистивного слоя	Способ синхронизации	Способ устранения краевых пробоев	Состав установки	Цель предложения	Развязка разрядов	Способ	Устройство
8	9	10	11	12	13	14	15
	принудительный		ГРП, ГИН 1,2, ГИН запуска, бетатрон, рентгеновская аппаратура	повышение информативной способности ГРП	диэлектрик	+	
+	любой	резистивный слой		повышение информативной способности	резистивные слои		+
	любой			улучшение ЧКХ	диэлектрик (кварц)		+
	любой	профильный электрод		улучшение качества изображения	диэлектрик		+
	принудительный		ГИН 1,2 блок управления, блок запуска	снижение дозы облучения	диэлектрик	+	

## 4.2. Исследование методов устранения краевых пробоев в газоразрядном преобразователе

Газовый разряд в условиях ГРП происходит при напряжении электрического поля в несколько раз превышающий пробивную. Поскольку первый коэффициент Таунсенда сильно зависит от  $E/P$ , то конструкция ГРП должна обеспечивать высокую равномерность поля во всем рабочем объеме.

Первые преобразователи не отличались по конструкции от проекционных искровых камер. Они состояли из двух плоскопараллельных электродов, один из которых прозрачен и отделен от рабочего газа слоем диэлектрика. В качестве непрозрачного электрода обычно использовалась алюминиевая пластина, а прозрачный выполнялся в виде проволочной сетки, накладываемой на стекло. По периметру рабочий объем герметизировался диэлектрической рамкой, толщина которой определяла величину газового зазора. Такая конструкция хорошо работала с неоновым и аргоновым наполнением. При криптоновом и особенно ксеноновом наполнении по поверхности рамки возникали мощные ложные пробои, которые ограничивали яркость изображения.

Для повышения яркости нами первоначально было предложено снижать электрическую напряженность по поверхности рамки за счет постепенного увеличения газового зазора на краях рабочего поля. Эта идея была реализована в ГРП с профильным электродом, конструкция которого приведена на рис. 4.1. Экспериментально было установлено, что ложные разряды не возникают, когда профиль выполняется с радиусом закругления в десять и более раз превышающим величину эффективного газового зазора. Результаты моделирования электрического поля в газовом зазоре с помощью электропроводящей бумаги при различных радиусах закругления и газовых зазорах показали, что при этих условиях электрическая напряженность на профиле не более чем на 7 % превышает напряженность в плоскопараллельной части.

Недостатком является большая сложность изготовления профильного электрода. Причем она возрастает с увеличением размеров ГРП.

Для повышения технологичности ГРП нами далее было предложено снижать напряженность поля по поверхности рамки с помощью резистивных слоев.

Схематично конструкция ГРП с резистивным слоем представлена на рис. 4.2, 4.3. Постепенно снижение напряженности поля в рабочем поле  $I$  происходит за счет изменения потенциала по поверхности резистивного слоя 5. Резистивный слой находится в гальваническом контакте с непрозрачным электродом 4 и электродом 6, который служит для выравнивания потенциала по поверхности рамки 2. Ширину резистивного поля выбирают такой, чтобы он не перекрывался разрядом. Экспериментально было установлено, что для этого достаточно, чтобы она более чем в 3 раза превышала величину газового зазора.

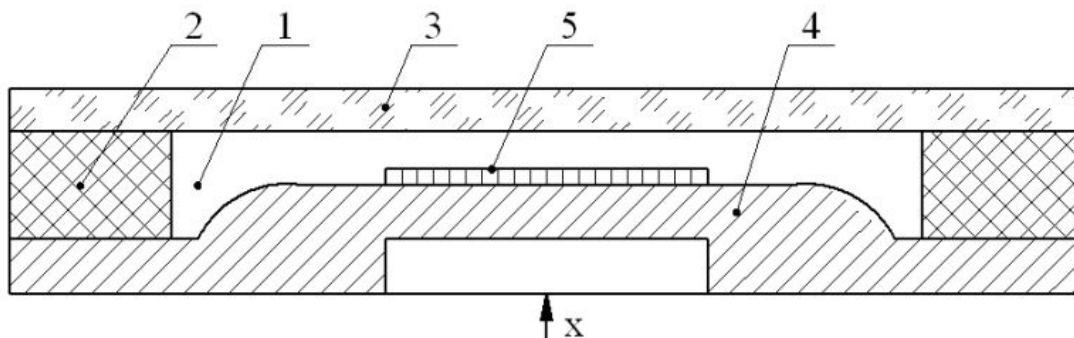


Рис. 4.1. ГРП с профильным электродом

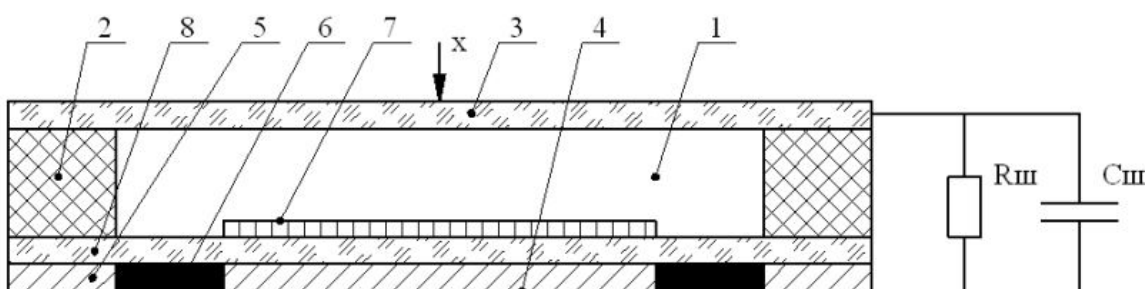


Рис. 4.2. ГРП с резистивным слоем

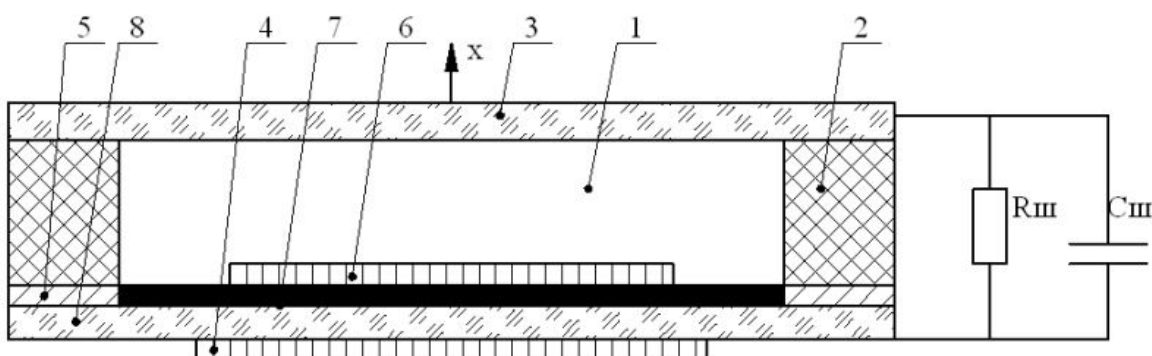


Рис. 4.3. Вторая конструкция ГРП с резистивным слоем

При анализе электрических процессов в такой конструкции резистивный слой следует рассматривать как линию с распределенными параметрами. Процесс распределения напряжения вдоль длинной линии описывается уравнением в частных производных, которое носит название «телеграфного уравнения»:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{1}{d^2} \left[ LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + (RC + LG) \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + RGU \right], \quad (4.1.)$$

где  $d$  – длина линии;  $L$  – индуктивность линии;  $C$  – емкость линии;  $R$  – сопротивление линии;  $G$  – проводимость линии изоляции.

В этом уравнении емкостью и сопротивлением линии пренебречь нельзя. Для того чтобы оценить влияние индуктивности линии на распространение

фронта напряжения вдоль нее, оценим время распространения фронта по ней при условии, что она является идеальной. Скорость распространения фронта напряжения в идеальной линии определяется соотношением:

$$g_{\phi p} = C / \sqrt{\varepsilon_{\phi}} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ м/с},$$

где  $C$  – скорость света в вакууме;  $\varepsilon_{\phi}$  – относительная диэлектрическая проницаемость изоляции линии.

Таким образом, время распространения фронта волны по резистивному слою было порядка  $10^{-10}$  с, что значительно меньше фронта импульса питания. Следовательно, индуктивностью линии можно пренебречь. Максимальная амплитуда импульса напряжения на рамке будет, когда на ГРП подается импульс питания без облучения. Поэтому, принимая при анализе изоляцию линии идеальной, мы накладываем более жесткие условия на сопротивление резистивного слоя. Таким образом, уравнение (4.1) сводится к уравнению «подземного кабеля»:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{RC}{d^2} \cdot \frac{\partial U}{\partial t}.$$

Решение этого уравнения для бесконечной линии, когда к ее началу приложена ЭДС равная единичной ступени, имеет вид

$$U(x, t) = 1 - \Phi\left(\frac{x\sqrt{RC}}{2d\sqrt{t}}\right), \quad (4.2)$$

где  $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy$  – интеграл вероятностей. (4.3)

Выражение для тока имеет вид

$$I(x, t) = \sqrt{\frac{C}{R}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2 RC}{4d^2 t}}. \quad (4.4)$$

На рис. 4.4 представлен график функции (4.2), из которого видно, что ее крутизна падает при удалении от начала, а точка контакта резистивного слоя с электродом является точкой ее излома. Эта точка будет центром концентрации силовых линий.

Используя выражение (4.2) и (4.3) и определение напряженности поля, получаем:

$$E(x, t) = \frac{RC}{d\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{x^2 RC}{4d^2 t}}. \quad (4.5)$$

Если на электроды ГРП поступает импульс питания  $U(0,t)$  выражение для напряженности поля вдоль резистивного слоя примет вид

$$E(x,t) = \int_0^t [U'(0,\tau) - U'(d,\tau)] \frac{\sqrt{RC}}{d\sqrt{\pi(t-\tau)}} \cdot \exp\left[-\frac{x^2 RC}{4d^2(t-\tau)}\right] \cdot d\tau. \quad (4.6)$$

В результате интегрирования по частям  $x = 0$  получаем, что в месте контакта непрозрачного электрода с резистивным слоем напряженность поля равна бесконечности. В реальной конструкции в этом месте возникает область повышенной напряженности, из которой начнут развиваться ложные разряды. Поэтому систему электродов необходимо отделять от рабочего газа слоем диэлектрика. Необходимая толщина диэлектрической пластины меньше, чем толщина, требуемая для обеспечения механической прочности, поэтому ее выбирают, исходя из заданных условий эксплуатации.

На основе выражения (4.3) получим систему уравнений, описывающих изменение напряжения на рамке:

$$\begin{cases} I(x,t) = \sqrt{\frac{C}{R}} \int_0^t [U'(0,\tau) - U'(d,\tau)] \frac{1}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} e^{-\frac{x^2 RC}{4d^2(t-\tau)}} \\ U(d,t) = \frac{1}{C_{\text{э}} + C_{\text{ш}}} \int \left[ I(d,\tau) - \frac{U(d,\tau)}{R_{\text{ш}}} \right] \cdot d\tau \end{cases}, \quad (4.7)$$

где  $C_{\text{э}}$  – емкость рамки;  $C_{\text{ш}}$  – емкость шунтирующего конденсатора;  $R_{\text{ш}}$  – сопротивление шунтирующего резистора.

Эта система решалась численными методами с использованием аппроксимации импульса питания в виде

$$U(0,t) = 0,5U_0 \left(1 - \cos \pi \frac{t}{1,5t_{\phi}}\right) e^{-\frac{t}{R_1 C_1}}, \quad (4.8)$$

где  $U_0$  – напряжение питания генератора;  $t_{\phi}$  – длительность фронта импульса питания;  $C_1$  – ударная емкость генератора питания;  $R_1$  – разрядное сопротивление.

На рис. 4.5 приведены расчетные импульсы питания ГРП и напряжение на рамке в зависимости от сопротивления резистивного слоя.

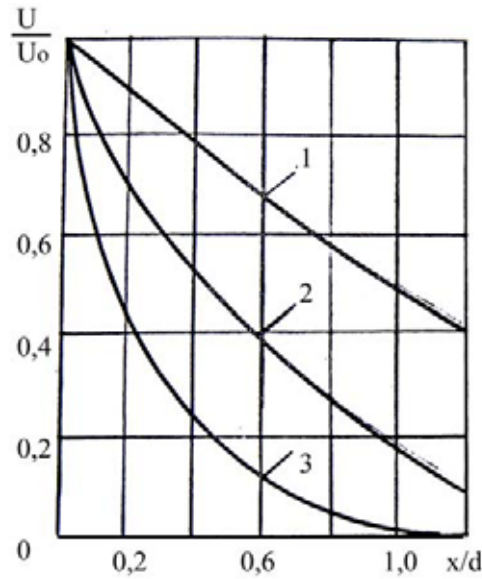


Рис. 4.4. Распределение напряжения вдоль резистивного слоя

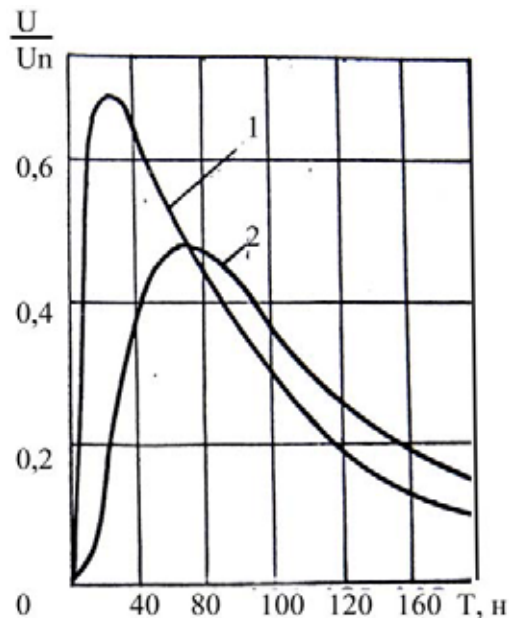


Рис. 4.5. Расчетный импульс питания ГРП (кривая 1) и напряжения на рамке (кривая 2)

Анализ результатов расчета показал, что с точностью, достаточной при расчете конструкции, в них можно рассматривать резистивный слой и рамку как  $RC$ -цепочку, сопротивление которой равно сопротивлению резистивного слоя, а емкость – сумме емкости рамки и половины емкости резистивного слоя.

Основные трудности при защите от ложных пробоев в процессе конструирования ГРП возникает из-за неопределенности напряжения пробоя по поверхности рамки, оно зависит от форм и длительности импульса пита-

ния, материала и чистоты обработки поверхности рамки, качества сопряжения рамки с электродами, состава рабочего газа и не поддается расчету, поэтому напряжения пробоя по поверхности рамки необходимо определять экспериментально для каждой конструкции ГРП. Экспериментально было установлено, что в зависимости от конструкции обычно достаточно снизить амплитуду импульса напряжения на рамке на  $(10 + 50) \%$  относительно амплитуды импульса питания. Это условие выполняется, когда

$$R = (0,1 \dots 1) \frac{t_u}{C_g + 0,5C}, \quad (4.9)$$

где  $t_u$  – длительность импульса питания на полувысоте.

На рис. 4.4 видно, что скорость изменения напряжения по поверхности резистивного слоя максимальна у его начала и уменьшается с уменьшением отношения  $RC/t$ . Исходя из этого, можно сформулировать дополнительное требование, которому должны удовлетворять сопротивление резистивного слоя:

$$R < 0,5 \frac{t_\phi}{C}. \quad (4.10)$$

Когда в ГРП с резистивным слоем возникают ложные пробои по поверхности рамки, от них можно избавиться с помощью шунтирующего резистора или конденсатора, который подключается параллельно рамке.

Достоинством описанной конструкции ГРП является их высокая технологичность по сравнению с ГРП с профильным электродом. Недостатком является то, что для снятия заряда, который накапливается на диэлектрике, на его внутреннюю поверхность необходимо наносить резистивный слой дополнительно. Поэтому было предложено использовать этот слой для постепенного снижения напряженности поля на краях рабочего поля. Это было реализовано в ГРП с емкостной связью между непрозрачным электродом и резистивным слоем, конструкция которого представлена на рис. 4.3. В этой конструкции размеры непрозрачного электрода меньше внутренних размеров рамки. При подаче на электроды ЭДС, равной единичной ступени по резистивному слою, от края непрозрачного электрода начнут распространяться фронты напряжений. В сторону рамки будет распространяться положительный фронт вида

$$U_1(x,t) = \left( 1 + \sqrt{\frac{d_n}{d_n + \varepsilon_n d_g}} \right)^{-1} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{x}{2} \sqrt{\frac{\sigma \varepsilon_0}{d_g t}} \right) \right], \quad (4.11)$$



где  $x$  – расстояние от края непрозрачного электрода;  $d_n$  – толщина подложки;  $d_g$  – величина газового зазора;  $\varepsilon_n$  – диэлектрическая проницаемость материала подложки;  $\sigma$  – поверхностное сопротивление резистивного слоя.

Распределение потенциала в рабочей области будет описываться выражением

$$U_g(x,t) = \left(1 + \sqrt{\frac{d_n}{d_n + \varepsilon_n d_g}}\right)^{-1} + \left(1 + \sqrt{\frac{d_n + \varepsilon_n d_g}{d_n}}\right)^{-1} \cdot \left\{1 - \Phi \left[ \frac{x}{2} \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_n + 1}{d_n + d_g}\right) \frac{\sigma \varepsilon_0}{t}} \right] \right\}.$$

Рабочее поле такого ГРП будет меньше размеров непрозрачного электрода. Абсолютное уменьшение рабочей области будет увеличиваться с увеличением амплитуды и длительности импульса питания. Приблизительно его можно вычислить из соотношения

$$\Delta x = 2,6 \left[ \frac{\sigma \varepsilon_0}{\tau_n} \cdot \left( \frac{\varepsilon_n + 1}{d_n + d_g} \right) \right]^{-1/2}. \quad (4.12)$$

Отсюда можно получить расчетное выражение для выбора поверхностного сопротивления резистивного слоя:

$$\sigma = 2,56 \left[ \frac{\varepsilon_0 (\Delta x)^2}{\tau_u} \cdot \left( \frac{\varepsilon_n + 1}{d_n + d_g} \right) \right]^{-1}. \quad (4.13)$$

Достоинством этой конструкции является меньшее количество технологических операций при изготовлении ГРП. Такая система создает очень плавное понижение напряжения в рабочей области, что позволяет при тех же габаритах ГРП увеличивать его рабочую поверхность.

Из опыта работы ГРП с профильными электродами известно, что пробой газа по периметру профиля отсутствуют, когда локальные перенапряжения на нем не превышают 7%. Это условие позволяет определить минимальную ширину резистивного слоя.

Максимальное относительное перенапряжение можно оценить по формуле

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{(U_p/d)}{2E^2} < 0,07, \quad (4.14)$$

где  $U_p$  – падение потенциала на резистивный слой;  $d$  – ширина резистивного слоя;  $E$  – напряженность поля в рабочем объеме.

Учитывая, что амплитуда импульса напряжения на рамке не менее половины амплитуды импульса питания, получаем

$$d \geq 1,5d_g. \quad 4.15$$

Поскольку величина газового зазора обычно составляет 5...10 мм, достаточная ширина резистивного слоя – 7...15 мм.

### 4.3. Конструкция и технология изготовления экспериментальных ГРЛП

Испытания параметров ГРЛП производились на неразборных и разборных конструкциях. Типовые конструкции неразборных ГРЛП приведены на рис. 4.6, 4.7.

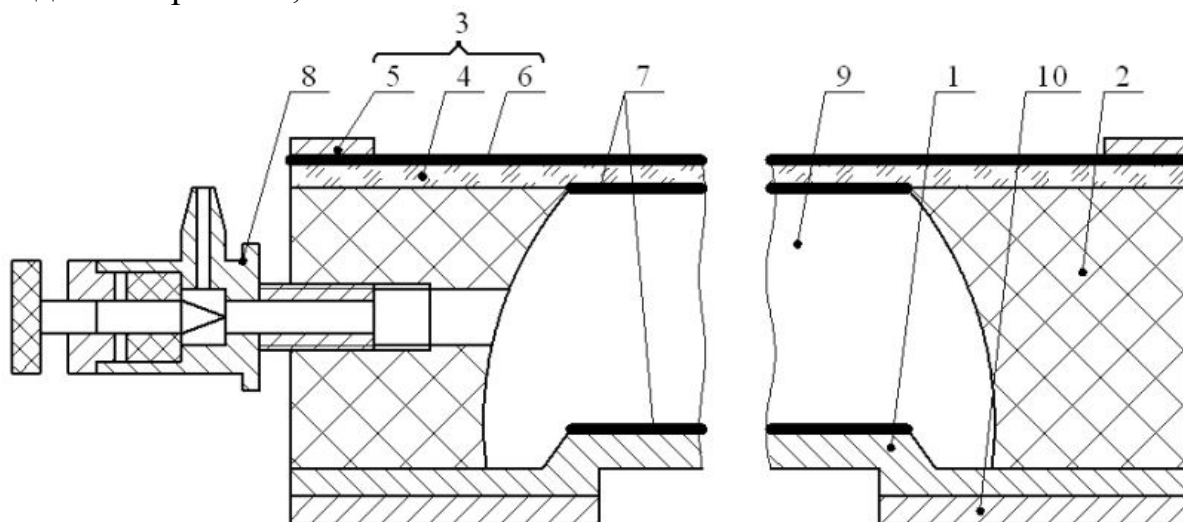


Рис. 4.6. Конструкция ГРЛП с профильным электродом:  
 1 – непрозрачный электрод; 2 – опорная диэлектрическая рамка;  
 3 – прозрачный электрод; 4 – стекло; 5 – контактная полоска;  
 6 – пленка  $\text{SnO}_2$ ; 7 – слой люминофора; 8 – газовый вентиль;  
 9 – газоразрядный объем; 10 – защитный свинцовый экран

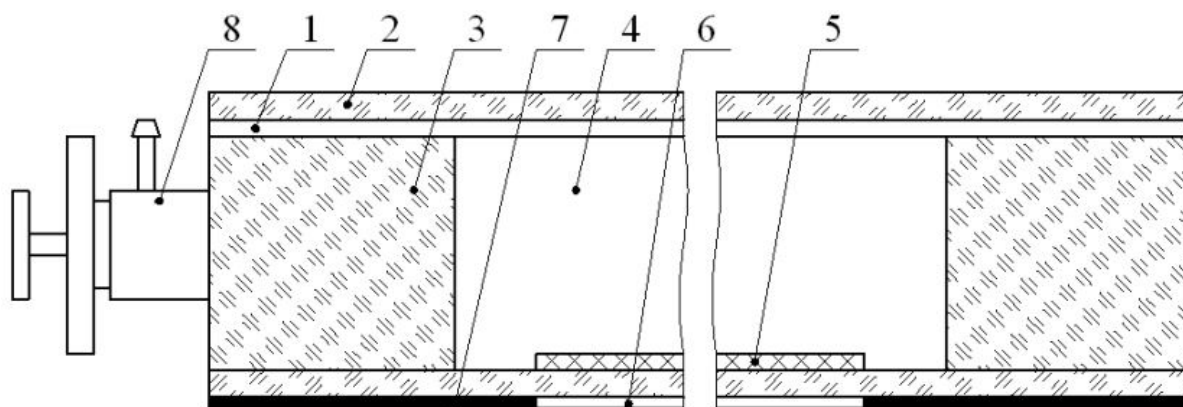


Рис. 4.7. Конструкция цельностеклянного ГРЛП:  
 1 – прозрачный проводящий слой; 2 – стекло; 3 – стеклянная рамка;  
 4 – газовый объем; 5 – слой люминофора; 6 – слой алюминия;  
 7 – резистивный слой; 8 – газовый вентиль

На рис. 4.6 преобразователь выполнен в виде герметичного плоского объема (герметичность достигалась вакуумной склейкой элементов преобразователя эпоксидной смолой) и состоит из следующих основных частей:

алюминиевого или дюралюминиевого непрозрачного электрода 1 (входного окна для рентгеновского излучения), стеклотекстолитовой опорной рамки 2 и прозрачного электрода 3, служащего одновременно окном для наблюдения и регистрации оптического газового разряда. От обычного преобразователя он отличается наличием на одном или обоих электродах люминесцентных слоев 7. Толщина непрозрачного электрода 2...3 мм выбирается из условия малых потерь рентгеновского излучения и достаточной механической прочности относительно колебаний атмосферного давления.

Прозрачный электрод выполнен в виде стеклянной пластины 4 с нанесенным на одну из ее поверхностей прозрачным проводящим покрытием SnO<sub>2</sub>. По периметру покрытие имеет серебряную контактную полосу 5 толщиной 5 мм. Поверхностное сопротивление проводящего покрытия – менее 100 Ом на квадратный сантиметр.

Основными требованиями, предъявляемыми к конструкции преобразователей, является однородность электрического поля в газоразрядном промежутке и отсутствие краевых пробоев. Критерием максимально допустимой неоднородности поля в зазоре может служить относительная ширина (по напряженности) области лавинно-стримерного перехода. Именно в этой области наблюдается максимальный рост яркости с изменением напряженности электрического поля. Ширина области перехода

минимальна для ксенона  $\frac{\Delta E_n}{E_n} \cong \frac{\Delta d_g}{d_g} \approx 0,05...0,08$ . Для других инертных

газов (Ne, Ar, Kr) изменение  $\alpha$  в области напряженностей, соответствующих лавинно-стримерному переходу, менее резкое, поэтому требования к

неравномерности ослаблены  $\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{\Delta d_g}{d_g} = 0,1...0,15$ . Идеальное по одно-

родности электрическое поле может быть получено только между электродами бесконечных размеров. У плоских электродов конечной площади всегда наблюдается усиление напряженности электрического поля к краям, что приводит к ложным краевым пробоям, которые ограничивают яркость свечения преобразователя, дают фоновую засветку рабочего поля.

В рассмотренной конструкции преобразователя устранение краевых пробоев достигалось профилированием опорной рамки и непрозрачного электрода. Для электродов прямоугольной формы профилирование производилось по радиусу  $R \cong (2...4)d_g$  радиус профилирования подбирался экспериментально. Круглые электроды выполнялись по профилям Филиси или Роговского, обеспечивающим наибольшую однородность электрического поля.

На рис. 4.7 приведен один из вариантов цельностеклянной конструкции ГРЛП. В этой конструкции снижение напряженности электрического поля к краю преобразователя достигалось применением резистивного слоя.

Заряд емкостей, образованных стеклянной рамкой и частично газовым промежутком на краю данного преобразователя, производится через сопротивление резистивного слоя. Сопротивление слоя выбиралось таким, чтобы постоянная заряда была меньше постоянной заряда газоразрядного промежутка в рабочей части преобразователя. Резистивный слой располагается по периметру, ширина слоя выбирается не менее 25...30 мм, сопротивление  $\approx 10^{-2} \dots 10^3$  Ом.

Для исследования характеристик изображения от параметров и расположения люминесцентных слоев и развязывающего диэлектрика, толщины газоразрядного промежутка необходимо иметь множество вариантов преобразователя. Изготовление большого количества клееных конструкций нерационально, поэтому для проведения данных исследований был изготовлен газоразрядный преобразователь разборной конструкции (рис. 4.8).

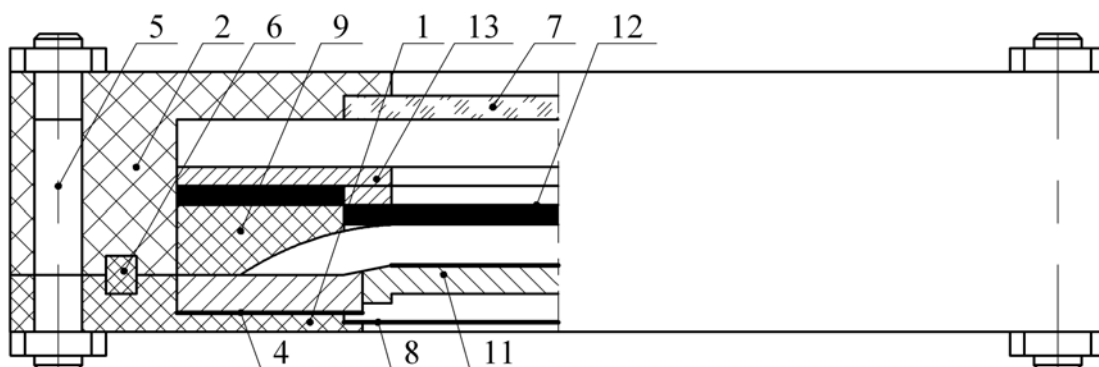


Рис. 4.8. Разборный ГРЛП

Преобразователь состоит из герметичной камеры 1 и электродной сборки 2, которая крепится к нижней половине камеры 3.

Нижняя и верхняя части камеры при сборке стягиваются шпильками 5. В качестве уплотнения используется кольцо из вакуумной резины 6. Окно для наблюдения и регистрации изображения 7 изготовлено из стекла толщиной 8 мм и приклеено с внутренней стороны к верхней части камеры 4. Входное окно для рентгеновского излучения 8 из алюминия толщиной 1 мм прикрепляется к нижней половине камеры 3 винтами и проклеивается. Механическая прочность герметичной камеры позволяет работать в диапазоне давления газового наполнения 0,5...1,5 атм. Величина газоразрядного промежутка может меняться ступенчато в пределах

2...15 мм. Изменение зазора осуществляется сменой профильных диэлектрических опорных рамок 9. Профильный электрод преобразователя 10 разборный, при этом сменной является центральная рабочая часть электрода 11, которая имеет простую конструкцию. Прозрачный электрод 12 аналогичен электроду в клееных конструкциях. Для продления электрического поля на краю газоразрядного объема прозрачный электрод электрически связан с латунным кольцом 13. Соединение с ГИН осуществляется с помощью высоковольтных разъемов 14, 15. При вакуумировании и заполнении преобразователя рабочим газом входное и выходное окно закрывается вакуумноплотными крышками, внутренние объемы которых соединяются с газовой системой.

Одно из основных требований к конструкции ГРЛП – высокая параллельность рабочих электродов, для цельностеклянной конструкции обеспечивалась выбором исходного материала (стеклянных пластин с малой неплоскостью для электродов, боковых опорных полосок с высокой однородностью по толщине). Профильные непрозрачные электроды изготавливались обычно из алюминия или дюралюминия марок АД (АД1), АМЦА на координатно-расточном станке 2А-450. Плоскости опорных диэлектрических рамок обрабатывались совместно с профильными электродами.

Перед склейкой детали преобразователя подвергаются тщательной очистке. Склейка ГРЛП производилась на специальной металлической плите с горизонтальной поверхностью. Внутренние поверхности боковых рамок и профильных электродов обрабатываются с допуском на шероховатость не менее  $R_z = 40$ . Для склейки элементов конструкции использовалась платифицированная эпоксидная смола. Особое внимание уделялось отсутствию затеканий смолы в объем преобразователя.

Люминесцентные слои на непрозрачном электроде толщиной  $\approx 0,1...0,5$  мм наносятся методом напыления, а более тонкие полупрозрачные слои небольшой площади толщиной  $\approx 0,01...0,05$  мм формируются осаждением. В случае необходимости предварительно производились размол (до диаметра зерен  $\approx 3...5$  мкм) и сушка люминофора. В качестве связующего вещества использовались: цапонлак, КО-85. Суспензия для наполнения приготавливалась при следующем ориентировочном весовом соотношении компонентов люминофора, лака и ацетона – 0,5:1:5.

Свежие люминесцентные слои предварительно выдерживались не менее 4 ч в вакууме. При оценке эффективности возбуждения различных люминофоров в условиях ГРЛП люминесцентные слои на их основе формировались на электроде одного преобразователя.

Перед пуском ГРЛП в эксплуатацию производилась тренировка ( $\approx 0,5$  ч) люминесцентного слоя в режиме ложных пробоев с последующим перенаполнением преобразователя свежим газом.

Резистивные покрытия в цельностеклянном ГРЛП формировались по методике изготовления мелкодисперсных коллоидно-графитовых покрытий и проводящих лаков.

#### 4.4. Газовое наполнение преобразователей

Ввиду низкой механической прочности клееных конструкций (КГРП), их наполнение рабочим газом производилось в системе газового наполнения.



*Рис. 4.9. Система газового наполнения*

Данная установка позволяла производить наполнение преобразователей как чистыми газами, так и двух-, трехкомпонентными смесями. При предварительном вакуумировании газоразрядный объем ГРП откачивался до давления  $\approx 5 \cdot 10^{-2}$  тор. Остаточное давление было ограничено возможностью используемого в системе форвакуумного насоса РВН-20 и оказалось вполне достаточным при применении в качестве основной компоненты газовой смеси технически чистых инертных газов с парциальным составом (для Хе), приведенным в табл. 4.2.

Точность приготовления газовой смеси определялась типом контрольного вакуумметра ОБМВТ-160  $\approx 2$  % и ртутного чашечного типа  $\approx 0,1$  %.

Контроль остаточного давления осуществлялся прибором измерения давления в диапазоне  $5 \cdot 10^0 \dots 1 \cdot 10^{-2}$  тор. Относительная погрешность изме-

рений давления в диапазоне  $10^{-1} \dots 10^{-2}$  тор составляла  $\pm 60\%$ . Высокая погрешность измерения остаточного давления не имеет существенного значения, так как концентрации вредных примесей, пропадающих в газовый объем преобразователя с технически чистым инертным газом и из воздуха (посредством  $\Delta P_{\text{ост}}$ ), выравниваются только при значении  $\Delta P_{\text{ост}} \approx 0,2$  тор.

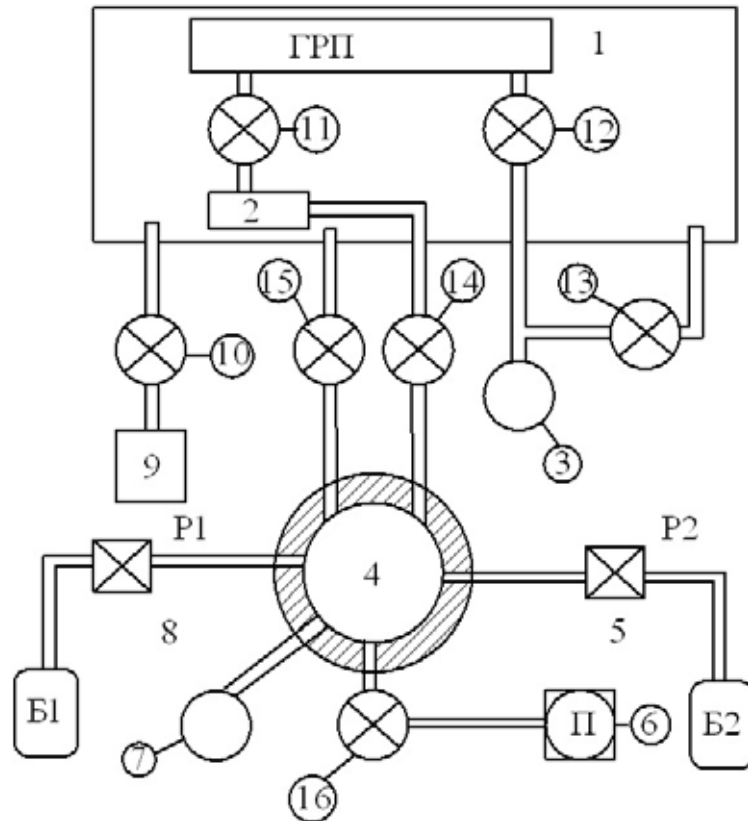


Рис. 4.10. Схема вакуумных соединений системы газового наполнения

Общее время вакуумирования и заполнения преобразователя газом не превышало одного часа.

Таблица 4.2

Газовый состав технически чистого ксенона

Газ	Xe	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	Водных паров	Углеводородов
Кол-во, %	99,9724	0,01	0,001	0,001	0,0136	0,001

Система газового наполнения изображена на рис. 4.9. Схема вакуумных соединений представлена на рис. 4.10.

Конструктивно установка выполнена в виде вакуумного поста на основе корпуса барокамеры, который имеет размеры  $600 \times 500 \times 90$  мм<sup>3</sup> и изготовлен из листовой стали толщиной 5 мм.

На верхней стенке барокамеры располагаются (рис. 4.10): смеситель; газовые баллоны В1, В2 с регуляторами Р1, Р2, зажимы 10, 14, 15. На фланце барокамеры крепится стойка с термодатчиком давлений 3 типа ПМТ-2. Дифференциальный манометр 2 расположен на внутренней стороне крышки барокамеры. В качестве вакуумного насоса б применен насос РБН-20 с геометрической быстротой откачки 200 л/мин. Смеситель выполнен из латуни, внутренний объем его  $\approx 3 \text{ см}^3$ . Для соединения с насосом и другими элементами вакуумной схемы он имеет четыре выходных штуцера. Пружинный показывающий вакуумметр типа ОБМВІ-160 присоединяется к смесителю с помощью разъемного соединения с фторопластовым уплотнением, а ртутный – к одному из штуцеров смесителя. Синхронное заполнение барокамеры воздухом осуществляется электромагнитным клапаном ДУ-8 (9). Дифференциальный манометр 2 выполнен в виде геометрического объема, одной из стенок которого является резиновая мембрана. На мембрану в центре наклеена металлическая фольга – подвижный контакт, соединенный с корпусом дифференциального манометра. Неподвижный контакт расположен на изоляторе над подвижным. Регулируя расстояние между подвижным и неподвижным контактами, можно изменять чувствительность дифференциального манометра к перепаду давления между барокамерой и газовым объемом ГРП в пределах от 1 до 20 мм рт. ст.

Газоразрядный преобразователь помещается в барокамеру 1 (рис. 4.9). Один выход его соединяется с дифференциальным манометром 2. Второй – с термодатчиком давлений 3. Во время откачки системы до давления 1 мм рт. ст. объем преобразователя откачивается через объемы барокамеры и смесителя 4. Контроль за давлением в системе производится с помощью пружинного или ртутного вакуумметра. Далее барокамеры отсоединяются от всей системы и откачивается непосредственно объем преобразователя. При этом величина давления в преобразователе контролируется уже по стрелочному прибору измерения давлений.

Когда давление в ГРП достигает величины  $5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., откачка системы прекращается и начинается наполнение смесителя и объема преобразователя газом. Плавный напуск газа в систему осуществляется с помощью редукторов Р1 и Р2. При поступлении в систему газа, мембрана дифференциального манометра выгибается, а при превышении разности давлений между ГРП и барокамерой некоторого определенного значения, подвижный и неподвижный контакты замыкаются, что вызывает подачу напряжения на катушку электромагнитного клапана 9. Электромагнитный клапан срабатывает, и поступление в барокамеру воздуха выравнивает давление в барокамере и объеме преобразователя. Напуск газа прекращается, когда давление в объеме преобразователя сравнивается с атмосферным.



С целью уменьшения интенсивности десорбции конструкционных материалов преобразователя (среди которых наибольшей интенсивностью обладает недегазированная эпоксидная смола) при первичном заполнении (после склейки) предварительное вакуумирование производилось в течение 4 ч. Это позволяет снизить десорбционный поток с поверхности эпоксидной смолы в 5 раз.

На данной установке осуществлялось и наполнение газоразрядного преобразователя разборной конструкции. При этом барокамера не использовалась. Общее время вакуумирования и заполнения составляло не более 0,5 ч.

#### **4.5. Разработка газоразрядных преобразователей с внутренней памятью**

Время предъявления изображения в обычном ГРП при его однократном срабатывании составляет сотни наносекунд, в ГРЛП может достигать десятки миллисекунд, а для распознавания даже сравнительно простых изображений требуется время порядка нескольких секунд и более. Наряду с использованием для запоминания изображений электронных средств памяти интерес представляет и разработка преобразователей с внутренней памятью, особенно для создания малогабаритных переносных малодозовых систем выявления объектов поиска.

Была проведена разработка ГРП с внутренней памятью по двум направлениям. В первом случае исследовалась возможность организации внутренней памяти на основе люминофоров с запасанием светосуммы, на втором рассматривались способы регистрации потенциального рельефа, образующегося при работе ГРП на внутренних диэлектрических поверхностях электродов.

Ввиду отсутствия стадии преобразования объемного УФ изображения в плоское на люминесцентных слоях, второе направление перспективно и в плане улучшения качественных характеристик изображения в ГРП.

##### **4.5.1. ГРП с внутренней памятью на основе люминофоров с запасанием светосуммы**

К люминофорам с запасанием светосуммы относятся: люминофоры с длительным послесвечением, термолюминофоры и вспышечные фосфоры.

Среди люминофоров с длительным послесвечением широкое распространение получили цинкосульфидные люминофоры: ФКП-03К, ФКП-04, ФКП-05, ФКП-06, ФКП-106. Нами была использована возможность применения в ГРП люминофора ФКА-03К с временем высвечивания до 1%-го уровня 4 мин. Установлено, что в условиях возбуждения УФ-излучением ксенонового разряда (160...200 нм), данный люминофор теряет свойство длительно высвечиваться. С другой стороны, он эффективно возбуждается

УФ-излучением с длиной волны  $\lambda = 365$  нм. Было предложено выполнять люминесцентный конвертор двухслойным, располагая со стороны газоразрядного промежутка слой *p*-терфенила ( $\lambda_{\text{высв.}} = 390$  нм), а со стороны наблюдения – ФКП-03К. Изображения хорошего качества, сравнимые с качеством изображений в частотном режиме при  $f_p = 50$  Гц, получены при 15...20 срабатываниях преобразователя. Параметры высвечивания изображений при  $t = 24$  °С; яркость свечения в начальный момент после прекращения возбуждения  $\approx 1$  кд·м<sup>-2</sup>, спад свечения до 30 % происходит за 15 с, до 10 % за 40...50 с, при температуре 50 °С: яркость свечения  $\approx 4$  кд·м<sup>-2</sup>, спад свечения – до 30 % – (7...8) с; до (5...10) % – (25...30) с. Недостаток данной конструкции ГРП с памятью – невозможность отпаянного исполнения, так как температура плавления органического люминофора *p*-терфенила  $\approx 200$  °С, что ниже температуры герметизации ГРП стеклоцементом ( $\approx 400$  °С). Для создания ГРП с памятью на основе люминофоров с длительным послесвечением необходима разработка неорганических люминофоров, эффективно возбуждающихся УФ излучением с  $\lambda = 160...200$  нм.

Исследование вспышечных люминофоров, высвечивание запасаемой светосуммы в которых происходит под действием ИК излучения, типа SrS:Sn, Eu; ZnS:Pb показало, что в условиях ГРП с ксеноновым наполнением они практически не запасают светосумму.

Среди термолюминофоров чувствительностью в области УФ излучения ксенонового разряда обладают CdSO<sub>4</sub>:Mn и PbSO<sub>4</sub>:Mn. Доля запасаемой светосуммы в CdSO<sub>4</sub>:Mn значительно выше (более чем на порядок), чем в PbSO<sub>4</sub>:Mn. Насыщение яркости в CdSO<sub>4</sub>:Mn (при рентгеновском возбуждении) достигает при 60 кд/м<sup>2</sup>. Требуемая скорость нагрева – 50 °С/мин. Достоинство термолюминофоров заключается в возможности длительного сохранения записанного изображения (так, в CdSO<sub>4</sub>:Mn снижение светосуммы в течение суток при комнатной температуре составляет  $\approx 10$  %). Изготовление ГРП с термолюминофором в отпаянном варианте затруднительно, так как максимальная скорость нагрева, которую могут выдержать отпаянные ГРП при изготовлении составляет  $\approx 10$  °С/мин. Необходимая же скорость нагрева составляет  $\approx 50$  °С/мин.

#### **4.5.2. ГРП с памятью на основе термопластичных слоев**

Поверхность диэлектрика в процессе работы ГРП заряжается электронами газовых разрядов. При пространственной модуляции рентгеновского излучения, а значит скрытого изображения в ГРП поля разрядов объектом контроля на поверхности диэлектрика образуется пространственно-модулированный потенциальный рельеф. Плотность заряда от отдельного локализованного разряда составляет  $\approx 10^{-6}$  к/см<sup>2</sup>, а средняя плотность заряда от разрядов при одном срабатывании ГРП (усредненная

по площади)  $\approx 10^{-7} \dots 10^{-8}$  к/см<sup>2</sup>. Формирование потенциального рельефа на поверхности анодного диэлектрика происходит в результате параллельного переноса (нормально к плоскости диэлектрика) электронов первичной ионизации с усилением.

Элементы памяти для регистрации потенциального рельефа должны удовлетворять следующим условиям: иметь чувствительность, достаточную для регистрации потенциального рельефа, возможность многократной перезаписи изображений, сохраняемость изображений в течение не менее 5 мин, возможность отпаянного исполнения газоразрядных панелей.

Непосредственную регистрацию потенциального рельефа на диэлектрике можно осуществить электронными методами считывания, электрически заряженными порошками, с помощью термопластичных смол. Порошковое проявление возможно только при разборном исполнении газоразрядного преобразователя, что значительно усложнит условие его эксплуатации. То же самое можно сказать и об электронном считывании потенциального рельефа.

Применение термопластиков (ТП) является наиболее удобным способом регистрации потенциального зарядового рельефа, возможно проявление и стирание записанных на них изображений в закрытом объеме.

Суть термопластического способа визуализации заключается в способности некоторых смол и полимеров в сильном неоднородном электрическом поле в размягченном состоянии деформироваться и сохранять длительное время приобретенную деформацию после затвердевания. Полученное изображение в виде деформации поверхности рассматривается непосредственно в отраженном или пропущенном свете или с помощью специальных оптических систем.

Возможны два способа записи изображений на термопластичном слое. Во-первых, деформация размягченного слоя под действием локализованных электрических сил, то есть при сильно неоднородной плотности заряда. Это нормальный режим записи на термопластичный слой. В ГРП он будет иметь место при регистрации изображений за одно или несколько срабатываний преобразователя, когда наблюдается дискретность видимого изображения. Полутонные изображения в этом случае будут передаваться изменением плотности локально деформированных участков, что отразится на рассеивающей способности поверхности. При увеличении степени накопления на поверхности ТП возникает практически однородное поле и деформационная чувствительность резко уменьшается, так как ТП не передает нулевых частот. Вторым способом записи является запись в режиме хаотических деформаций, «морозных» и «луночных», которые возникают при дальнейшем увеличении плотности зарядов выше некоторой пороговой. Хаотические деформации также способны передавать полутонные изображения за счет изме-

нения кривизны поверхности при изменении плотности заряда, что ведет к изменению рассеивающей способности поверхности термопластика. Связь между плотностью электростатических зарядов и образовавшейся кривизной поверхности для участка термопластической пленки можно записать в виде

$$\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon\gamma C}{2\pi}}, \quad (4.16)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость пленки;  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $C$  – кривизна поверхности.

Чтобы процесс деформации заканчивался раньше, чем произойдет релаксация зарядов, проводимость ТП слоя должна быть низкой (обычно удельное сопротивление в расплавленном состоянии выше  $10^{11}$  Ом·см). При продолжении процесса проявления сверх установленной деформации поверхность возвращается к недеформированному состоянию, то есть процесс является обратимым и возможна многократная перезапись изображения.

Давление на поверхность участка термопластичной пленки, в которой поверхностным зарядом создается электрическое поле напряженностью  $E$ , имеющего емкость  $C$ , равно

$$\Delta P = \frac{2\pi C^2 E^2 d^2}{\varepsilon}. \quad (4.17)$$

Деформация пленки, пропорциональная давлению, сильно зависит от однородности толщины пленки. Для качественной записи допускается 5 % неоднородность толщины пленки.

Термическое проявление можно осуществить неконтактно, используя нагрев с помощью теплового излучения; контактно при пропускании тока через проходящее покрытие подложки ТП слоя; путем наведения в проводящей подложке СВЧ-токов. Время проявления перечисленными способами в среднем составляет примерно 1 с. Динамический диапазон достигает  $10^2$ , разрешающая способность – сотни пар линий на 1 мм. При проявлении термопластиков в инертной атмосфере достигнуто  $\approx 10^5$  циклов перезаписи. Время хранения при комнатной температуре составляет свыше 10 лет. При механическом контакте и трении поверхность термопластиков легко царапается и портится.

Изображения на термопластичном слое после проявления можно рассматривать визуально в проходящем или отраженном пучке света. Для получения изображений с большей оптической плотностью используют специальные оптические системы.

Для применения в ГРП термопластик должен иметь чувствительность к регистрации зарядов с плоскостью не ниже  $10^{-8}$  К/см<sup>2</sup>, низкие

температуры проявления и стирания, не разрушаются при герметизации преобразователей стеклоцементом (температура  $\approx 400$  °С).

Во Всесоюзном научно-исследовательском и проектном институте химико-фотографической промышленности (ВНИИПХФП) нами для применения в ГРП был отработан термопластик – кремнийорганическая смола 135-160, который имеет высокую предельную чувствительность  $\approx 10^{-9}$  К/см<sup>2</sup>, температуру проявления 27...33 °С, температуру стирания более 35 °С. Однако температура разрушения данного ТП равна  $\approx 320$  °С, что ниже температуры герметизации ГРП стеклоцементом.

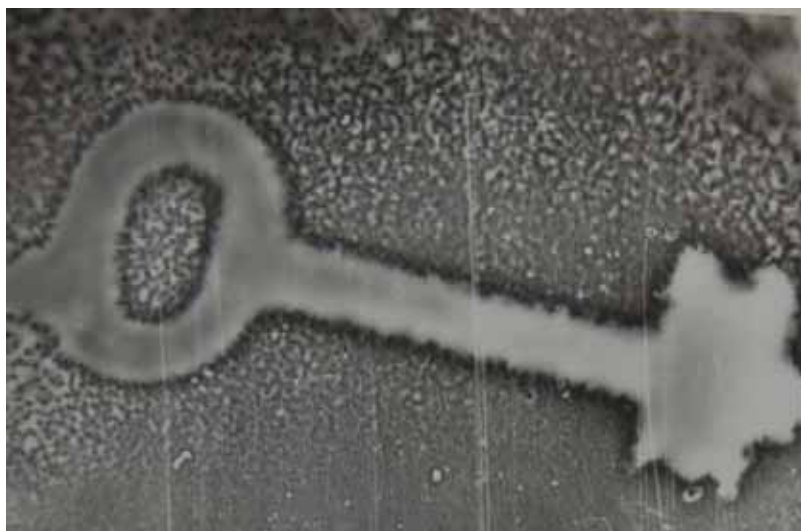
В процессе исследования ГРП с памятью на основе применения термопластичных слоев был изготовлен ряд макетов (рис. 4.11), в которых изменялась толщина слоя ТП и сопротивление проводящего слоя – подложки термопластика. Определялась чувствительность термопластичных слоев, оценивалось качество изображений, отрабатывались режимы проявления и стирания изображений. Кремнийорганическая смола растворялась в толуоле. ТП слои наносились методом полива. Толщина слоев изменялась путем изменения вязкости раствора и наклона подложки.



*Рис. 4.11. Внешний вид макетов ГРП с термопластичными слоями*

В результате исследований было установлено, что заряды на ТП слое до проявления сохраняются длительное время. За 10 мин уширение потенциального рельефа на ТП практически не обнаружено. Записаны изображения от 3, 5, 10 и более срабатываний преобразователя. Проверена возможность совмещения записи и проявления изображений. Установлено, что в этом случае повышается чувствительность системы. Проявление

и стирание изображений на ТП проводились путем нагрева анодного электрода ГРП тепловым излучением от рефлектора. За счет неточной фиксации точки устойчивой деформации при данном способе нагрева получить качественные изображения в режиме однократных срабатываний не удалось. На рис. 4.12 приведено записанное на ТП изображение при  $n = 10$ , а на рис. 4.13, 4.14 – изображения латунной миры при  $n = 25$  и  $n = 50$ . Изображения миры записаны уже в режиме хаотических деформаций. Выявляемая на изображениях третья группа соответствует разрешению 0,7 пар линий/мм. В исследованиях были получены изображения, в которых выявлялась и четвертая группа штрихов, соответствующая разрешению 1 пар линий/мм. Изображения на ТП слоях рассматривались в отраженном свете. Фотографии печатались контактным способом.

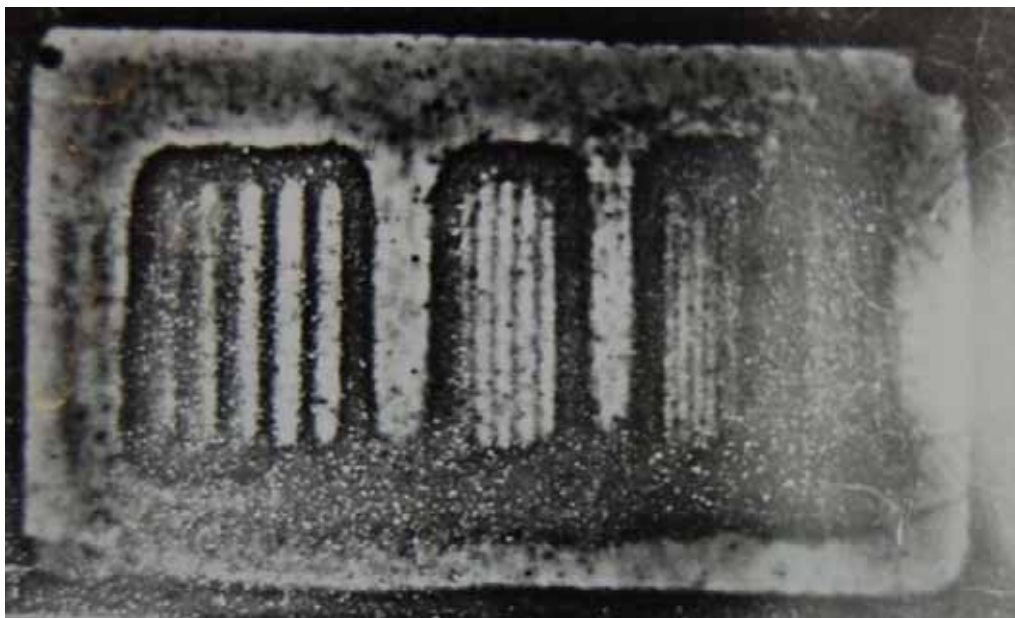


*Рис. 4.12. Изображение ключа на термопластичном слое*



*Рис. 4.13. Изображение латунной миры на термопластичном слое*

В дальнейших исследованиях необходимо отработать технологию нанесения ТП слоев контролируемой толщиной, обеспечить высокую однородность толщины ТП по плоскости преобразователя, оптимизировать режимы записи и воспроизведения электростатических изображений ТП слоев, определить предельные возможности слоев и ГРП с данными слоями по разрешающей способности и контрастной чувствительности.



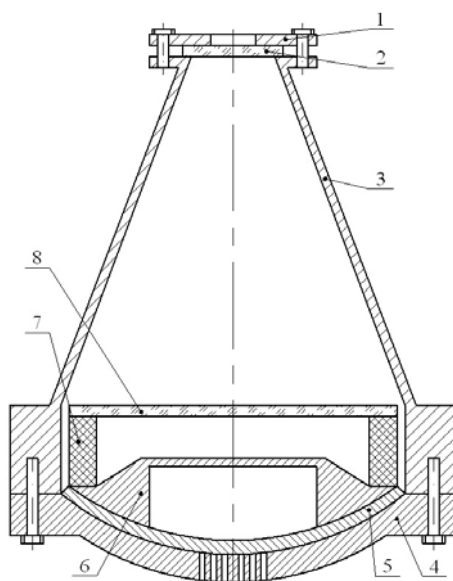
*Рис. 4.14. Изображение лутунной миры на термопластичном слое (50 срабатываний ГРП)*

#### **4.6. ГРП высокого давления**

Наиболее перспективным путем повышения эффективности регистрации рентгеновского излучения является создание камеры повышенного давления. Простое повышение давления рабочего газа не позволяет увеличивать эффективность регистрации рентгеновского излучения. Это связано с тем, что с ростом давления необходимо увеличивать толщину стенок камеры, что приводит к возрастанию ослабления потока рентгеновского излучения, попадающего в рабочий объем ГРП. С целью повышения эффективности регистрации рентгеновского излучения разработан ГРП высокого давления, у которого входное окно выполнено в виде тонкой диафрагмы, опирающейся на многоканальный коллиматор, ориентированный на источник излучения (рис. 4.15). В этом случае прочность входного окна будет определяться толщиной и материалом коллиматора, а коэффициент прозрачности – коэффициентом прозрачности коллектора и ослаблением излучения в диафрагме. Таким образом, данная конструкция позволяет повысить рабочее давление без увеличения ослабления излучения во входном окне. В табл. 4.3 приведена зависимость эффективности



регистрации рентгеновского излучения ГРП, заполненного ксеноном, с межэлектродным расстоянием, равным 10 мм от рабочего давления и энергии квантов излучения. Анализ результатов, приведенных в табл. 4.3, показывает, что с ростом давления не только увеличивается эффективность регистрации и снижается дозовая нагрузка объекта контроля, но и уменьшается ход с жесткостью ГРП. В табл. 4.4 приведена теоретически рассчитанная зависимость энергии, поглощенная в  $1 \text{ см}^3$  рабочего объема ГРП при дозе облучения фантома 50 мкрад от энергии рентгеновского излучения, толщины фантома и давления ксенона. Согласно данным табл. 4.4 в ГРП, заполненном ксеноном под давлением 50 атм. За фантомом, толщиной 30 см, создается такая же плотность ионизации как в ГРП под нормальным давлением за фантомом, толщиной 10 см. Это позволяет надеяться на возможность решения поставленной задачи при просвечивании объекта контроля. Конструкция ГРП с рабочим давлением 20 атм представлена на рис. 4.15. Результаты, представленные в табл. 4.4, позволяют оптимизировать энергию рентгеновского излучения. Максимальную плотность ионизации создают кванта с энергией 60...80 кэВ. Следовательно, необходимо выбирать источник рентгеновского излучения с эффективной энергией лежащей в этих пределах.



*Рис. 4.15. Экспериментальный ГРП высокого давления:*

*1 – фланец; 2 – окуляр; 3 – корпус; 4 – многоканальный коллиматор;  
5 – диафрагма; 6 – электрод; 7 – диэлектрическая рамка, прозрачный электрод*

Кроме указанных, к достоинствам данного ГРП следует отнести повышение отношения сигнал/шум (так как многоканальный коллиматор уменьшает долю рассеянного излучения, попадающего в рабочий объем), увеличение разрешения, вследствие уменьшения пробега вторичных электронов и коэффициента диффузии электронов в лавине, и увеличение



яркости. К недостаткам следует отнести, во-первых, наличие высокого давления, во-вторых, более сложную конструкцию и, в-третьих, повышение напряжения питания ГРП.

Таблица 4.3

*Зависимость эффективности регистрации рентгеновского излучения в ГРП, наполненном ксеноном, с межэлектродным расстоянием 1 см от рабочего давления и энергии квантов*

E, кэВ	P, атм					
	1	5	10	20	50	100
20	$8,8 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$
40	$3,6 \cdot 10^{-2}$	0,16	0,28	0,44	0,61	0,64
60	$2,2 \cdot 10^{-2}$	0,1	0,19	0,34	0,60	0,75
80	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	0,11	0,21	0,43	0,65
100	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^{-2}$	0,18	0,30	0,49
150	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	0,13	0,23
200	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	0,12
300	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$
400	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
500	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$

Таблица 4.4

*Зависимость энергии, поглощенной в 1 см<sup>3</sup> рабочего объема при дозе 50 мкрад от энергии излучения, толщины фантома и давления*

P, атм	L, см	E <sub>x</sub> , кэВ								
		40	60	80	100	150	200	300	400	500
1	10	121	293	246	164	71,2	38	17	12	9
	20	8,6	38	47	30	16	9,6	5,1	4	3,4
	30	0,63	4,9	6,3	5,4	3,5	2,5	1,5	1,4	1,2
	40	0,053	0,64	1,02	0,96	0,77	0,62	0,47	0,48	0,48
5	10	540	1350	1230	820	370	200	91	65	43
	20	38	180	240	150	83	51	27,6	22	16
	30	2,8	19	32	27	18	13	8,6	7,6	5,7
	40	0,24	2,9	2,9	4,8	4,0	3,3	2,5	2,6	2,3
10	10	940	2600	2300	1600	710	380	170	120	90
	20	67	330	440	300	160	96	51	40	34
	30	4,9	43	59	54	35	25	16	14	12
	40	0,41	5,6	9,6	9,6	7,7	6,2	4,7	4,8	4,8
20	10	1500	4600	4300	3100	1400	760	340	240	180
	20	100	590	830	570	320	190	100	80	68
	30	7,7	76	110	100	70	50	32	28	24
	40	0,65	10	18	18	15	12	9,4	9,6	9,6
50	10	2000	8400	8900	6900	3600	1900	850	600	450
	20	140	1000	1700	1300	800	480	260	200	170
	30	11	140	230	230	180	130	80	70	60
	40	0,89	18	37	41	39	31	24	24	24

#### 4.7. ГРП для регистрации высокоэнергетического тормозного излучения

Для регистрации высокоэнергетического тормозного излучения изготовлен газоразрядный преобразователь разборного типа (рис. 4.16). Непрозрачный электрод газоразрядного преобразователя выполнен составным, включающим основу и центральную вставку. Для повышения эффективности регистрации высокоэнергетической части спектра излучения, на внутреннюю поверхность вставки приклеен конвертор – свинцовая фольга. Для рассматриваемого диапазона энергий изготовлены вставки с толщиной конвертора 0,09...0,5 мм. Люминесцентный слой (паратерфенил) нанесен непосредственно на свинцовую фольгу, диаметр рабочего поля преобразователя составляет 105 мм. Путем смены межэлектродного изолятора величину газового зазора можно менять в диапазоне 2...7 мм.

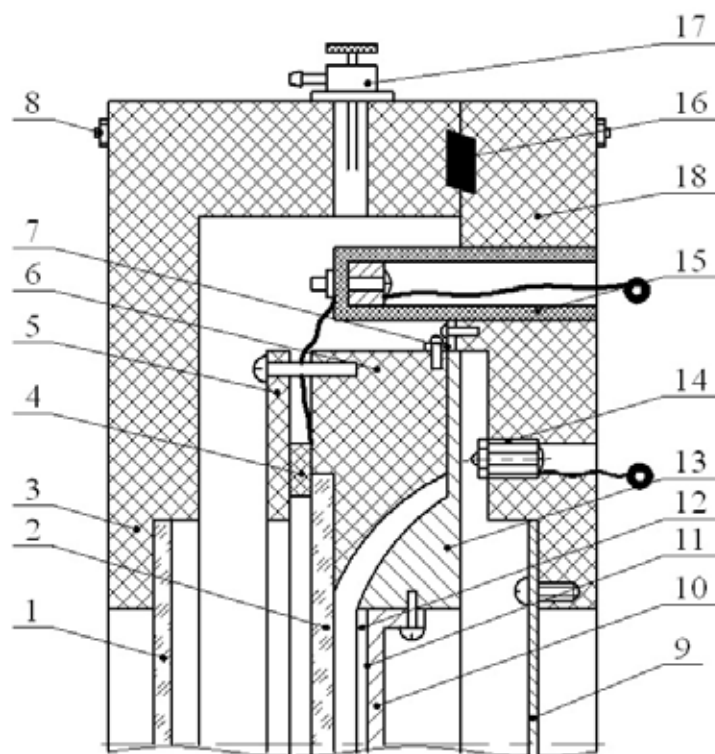


Рис. 4.16. Экспериментальный ГРП для регистрации высокоэнергетического тормозного излучения

Установка позволяет проводить исследование характеристик газоразрядных преобразователей в диапазоне энергий 0,5...70 МэВ, работающих на различных величинах межэлектродных зазоров и различных толщинах конверторов.

#### 4.8. Комбинированный газоразрядный преобразователь радиационного изображения

На рис. 4.17 представлена конструктивная схема комбинированного преобразователя. Герметичный объем *1* газоразрядной камеры образован непрозрачным электродом *2*, межэлектродным диэлектрическим кольцом *3* и прозрачной диэлектрической пластиной *4*. На поверхности прозрачной диэлектрической пластины *4* со стороны газоразрядного промежутка имеется прозрачный электрод *5*. На внутреннюю поверхность межэлектродного кольца *3* и на поверхность непрозрачного электрода *2*, обращенную к газовому зазору, нанесены резистивные слои, соответственно, *6* и *7*. На поверхность прозрачного электрода *5* нанесен прозрачный резистивный слой *8*. Центральная часть диэлектрической пластины *4* представляет собой волоконно-оптический диск (ВОД) *9*, на внешней стороне которого выполнен свето-рассеивающий пропускающий слой (экран) *10*. Резистивный слой *6* имеет омический контакт со слоями *7* и *8*.

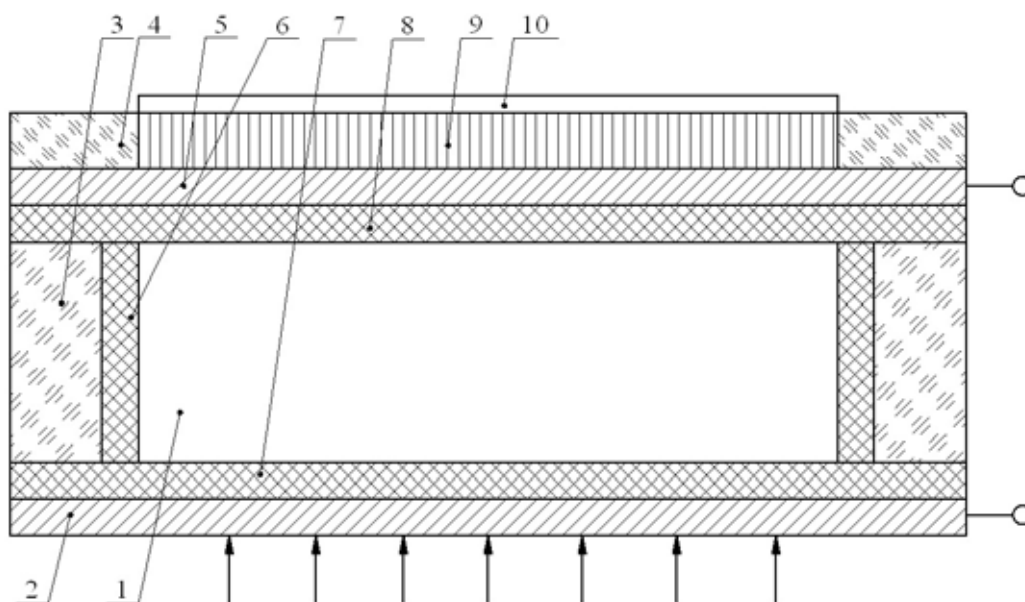


Рис. 4.17. Радиационно-оптический преобразователь изображения

Межэлектродное кольцо *3* может быть изготовлено из стекла. В качестве прозрачной диэлектрической пластины *4* может быть применен ВОД в стеклянном обрамлении. Электрод *2* целиком изготовлен из металла (алюминия) либо представляет тонкую металлическую пленку на диэлектрической основе. Прозрачный электрод *5* может быть изготовлен в виде металлической сетки с размерами ячеек не более  $0,5 \times 0,5$  мм с коэффициентом прозрачности около 0,8 либо в виде металлических пленок  $\text{In}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SnO}_2$ , нанесенными на пластину *4*, с поверхностным сопротивлени-

ем не более 10 Ом на квадрат. Резистивные слои 6 и 7 выполнены на основе металлоокисных или коллоидно-графитных материалов. Прозрачный резистивный слой 8 представляет тонкий,  $10^{-2} \dots 10^{-3}$  мм, высокоомный слой полупроводникового материала (например, Se, CdS, CdSe), удельное электрическое сопротивление которого  $10^7 \dots 10^9$  Ом·см. Этот слой также может быть изготовлен в виде пленки. Удельное сопротивление материала слоя  $7 \cdot 10^7 \dots 10^9$  Ом·см, толщина этого слоя – 0,1...1 мм. Удельное сопротивление материала слоя  $6 \cdot 10^3$  Ом·см, толщина его выбирается из условия согласования сопротивления этого слоя с внутренним сопротивлением генератора питания и составляет 0,1...1 мм. Светорассеивающий пропускающий слой 10 может быть изготовлен матированием поверхности ВОД либо нанесением на поверхность ВОД диффузно-рассеивающего покрытия. Апертурное число  $A$  ВОД выбирается из условия

$$A \leq \sin \arctg \frac{d}{2l}, \quad (4.18)$$

где  $d$  – средний диаметр разрядных каналов;  $l$  – величина межэлектродного промежутка.

При использовании инертных газов и стримерного режима работы преобразователя апертурное число ВОД лежит в пределах 0,05...0,5 для величин газоразрядных промежутков, наиболее часто применяемых на практике. Для повышения контрастности изображения целесообразно использовать ВОД, в котором волокна имеют светопоглощенную оболочку. ВОД может быть выполнен с достаточно большим диаметром волокон, до 300 мкм.

Преобразователь работает следующим образом.

Ионизирующее излучение, пройдя объект контроля и частично ослабившись в нем, через электрод 2, являющийся входным окном преобразователя, попадает в рабочий объем 1 газоразрядной камеры. При приложении импульса напряжения к электродам камеры из электронов первичной ионизации формируются локализованные электрические разряды. Резистивные слои 7 и 8 обеспечивают электрическое развязывание отдельных разрядов, за счет чего достигается высокая «ливневая» эффективность преобразователя в широком диапазоне рабочих напряжений независимо от полярности импульса питания. Объемное изображение светящихся разрядов передается волоконно-оптическим диском 9 и формируется на плоском светорассеивающем экране 10. При этом за счет преобразования объемных изображений разрядов, протяженных в направлении оптической оси, в плоские изображения, при фотографической регистрации не происходит увеличения размытия изображений разрядов, связанного с граничной глубиной резко изображаемого объективом пространства. За счет выбора апертуры волоконно-оптического диска 9 даже наиболее близко рас-

положенные разряды регистрируются отдельно. И вследствие этого, уменьшается неравномерность разрешающей способности, связанная с наблюдением боковой поверхности разрядов. Электрические заряды, осевшие на стенках газового объема  $l$  после распада плазмы разрядных каналов, нейтрализуются, благодаря проводимости слоев 6, 7 и 8. При следующем срабатывании преобразователя отсутствует влияние этих зарядов на электроны первичной ионизации, т. е. в конечном итоге, на равномерность пространственной разрешающей способности.

Для преобразователя, наполненного неоном до атмосферного давления, имеющего величину межэлектродного промежутка 7 мм, при длительности импульса питания 100 нс амплитуда импульсов питания находится в пределах 8...12 кВ, при этом средний диаметр разрядных каналов составляет 0,68...0,78 мм. Апертурное число ВОД для этого варианта конструкции не должно превышать 0,05.

#### 4.9. Отпаянные ГРП

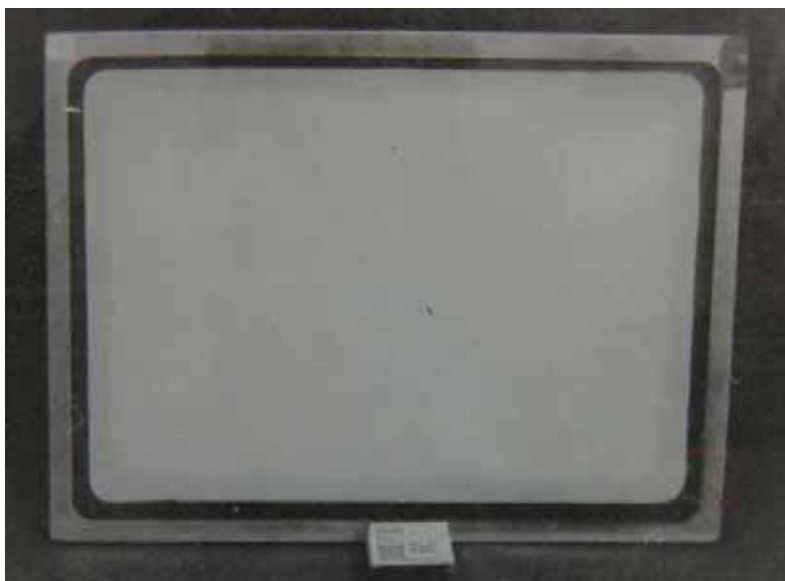
Испытания различных вариантов ГРП показали существенное изменение ряда их параметров от времени хранения и непрерывной работы. В первую очередь происходит снижение яркости свечения и меняются значения времени оптимальной задержки. Последнее связано с уменьшением времени памяти преобразователя с увеличением степени загрязнения рабочей среды электроотрицательными примесями и особенно сказывается на качестве изображения при его работе в комплексе с серийными импульсными аппаратами типа ДИНА, МИРА и т. д., так как у таких установок стабильность времени задержки принципиально ограничена значением 50 нс. Вынужденный расход в большом количестве инертного газа ксенона, имеющего высокую стоимость, необходимость оснащать каждый интроскоп с ГРЛП системой газового наполнения являются также серьезными эксплуатационными недостатками преобразователя.

Устранить данные недостатки можно в отпаянной конструкции ГРЛП. Создание отпаянной конструкции предполагает не только надежную герметизацию газового объема преобразователя, но и выбор материалов устойчивых к воздействию лавинно-стримерных разрядов и имеющих низкий уровень десорбции вредных газов, разработку технологических приемов обработки материалов с целью придания им электровакуумных свойств и целый ряд других мероприятий.

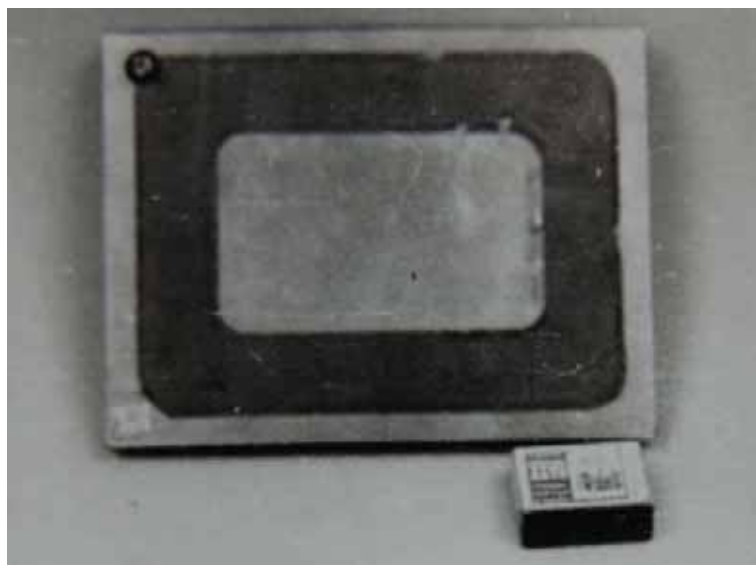
Наиболее технологичной в плане создания отпаянного ГРЛП является цельностеклянная конструкция (рис. 4.7). Технология герметизации стеклянных конструкций и нанесения на поверхность стеклянных элементов электропроводящих люминесцентных слоев в электровакуумной промышленно-

сти достаточно хорошо отработана, поэтому ее можно широко использовать, учитывая при этом специфические особенности преобразователей.

На основании исследований различных вариантов ГРЛП было разработано техническое задание на создание отпаянной конструкции преобразователя. Первые макеты отпаянной конструкции газоразрядных приборов представлены на рис. 4.18–4.19. Размер рабочего поля макетов –  $120 \times 170 \text{ мм}^2$ . В данных преобразователях с газоразрядным объемом непосредственно контактируют поверхности входного и выходного электродов (стекло 5 мм), опорной рамки (стекло 5 мм) и люминесцентного слоя, работающего «на отражение». Люминесцентный слой выполнен на основе люминофора ФГИ-520-1 (модификация К-35).



*Рис. 4.18. Отпаянный макет ГРЛП размером  $300 \times 400 \text{ мм}^2$*



*Рис. 4.19. Отпаянный макет ГРЛП размером  $120 \times 170 \text{ мм}^2$*

В результате высокотемпературного отжига (400 °С) из слоя удалено связующее.

Испытания макета отпаянного ГРЛП показали постоянство яркости свечения в процессе непрерывной работы с общим числом срабатываний  $\approx 2 \cdot 10^5$  (срок службы согласно техническому заданию). Средняя яркость свечения ГРЛП ( $f_p = 50$  Гц) в области лавинно-стримерного перехода получена 12...14 кд·м<sup>-2</sup>, разрешающая способность – 0,5 пар линий/мм, чувствительность по алюминию при максимальной толщине Al-15 мм ( $E_{эфф} = 40$  кэВ) – 10...12 %. Максимальная средняя яркость в стримерном режиме работы достигает 200 кд/мм<sup>2</sup>. По сравнению с неотпаянным ГРЛП, кроме постоянства яркости в процессе непрерывной работы, у данного преобразователя есть ряд особенностей. Яркость свечения в области частот 8...50 Гц возрастает линейно, что связано с отсутствием вредных примесей выделяющихся из люминесцентного слоя в процессе работы. Отпаянный макет ГРЛП имеет более высокую дозовую чувствительность, что подтверждает значительное увеличение времени памяти (до 2...2,5 мкс) и обусловлено также высокой чистотой рабочего газа. Этим же частично можно объяснить и существенный рост яркости (по сравнению с неотпаянным ГРЛП), т. е. та же доза на входе преобразователя более эффективно используется в отпаянном макете ГРЛП.

Высокая яркость свечения данных макетов позволяет сместить рабочий режим в лавинную область разряда, которая более благоприятна из-за широкого динамического диапазона.

## **ГЛАВА 5**

# **ЭЛЕМЕНТЫ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

### **5.1. Питание газоразрядных преобразователей**

Понятие «электрический разряд в газе» охватывает чрезвычайно широкий класс физических процессов, связанных с переносом электрических зарядов в газовой среде, на которых основана работа различных газоразрядных приборов. Различие в механизме возникновения и поддержания проводимости в газе отражается в различии внешних (вольтамперная, вольт-секундная, коммутационная и другие) и внутренних (пространственное и временное распределение электрического поля, плотности зарядов и тока) электротехнических характеристик разрядного промежутка. Этим объясняется различие в требованиях к параметрам источников питания различных газоразрядных приборов.

Работа ГРП основана на начальной стадии разряда в газе при высоком давлении. По физическим процессам газового разряда наиболее близки к ГРП искровые камеры, которые явились их прототипом. Следует отметить, что при анализе электрофизических процессов в искровой камере и генераторе питания не учитывалось их взаимное влияние, так как несложно было реализовать генератор, импеданс которого значительно меньше импеданса разряда в камере. Но, как отмечалось выше, 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, поэтому основная информация о контролируемом объекте получается на конечной стадии разряда, когда взаимное влияние ГРП и генератора питания велико. Из этого следует, что для питания ГРП нецелесообразно использовать генераторы прямоугольных импульсов сложных и громоздких, ввиду невозможности



реализации их преимуществ. Наиболее приемлемыми являются легкие и компактные генераторы, в основе работы которых лежит разряд накопительной емкости на сопротивление (рис. 5.1).

Для иллюстрации взаимовлияния процессов в ГРП и генераторе питания рассмотрим случай, когда к началу импульса питания в рабочем объеме преобразователя имеется один электрон, а генератор питания вырабатывает прямоугольные импульсы длительностью 100 нс. В рабочем газе развивается один разряд, поэтому анализ процесса можно проводить в соответствии с теорией искровых камер. Оценим, например, изменение коэффициента газового усиления при изменении амплитуды импульса питания на 10 % от средней, равной 15 кВ. В принятых допущениях коэффициент газового усиления определяется соотношением

$$K = \exp(\alpha \vartheta - t_u).$$

Таблица 5.1

*Значение коэффициента газового усиления при различных напряжениях*

$U$ , кВ	13,5	15	16,5
$K$	$5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^7$	$9,8 \cdot 10^{10}$

Согласно табл. 4.1 происходит изменение яркости более чем на три порядка. В реальных установках обычно изменение напряжения питания на 10 % приводит к изменению яркости на 20...40 %, и только в области лавинно-стримерного перехода наблюдается более крутая зависимость в несколько раз. Таким образом, самообрезание импульса питания на ГРП приводит к повышению стабильности яркости, что является весьма важным для практики и делает необходимым более детально изучить этот механизм.

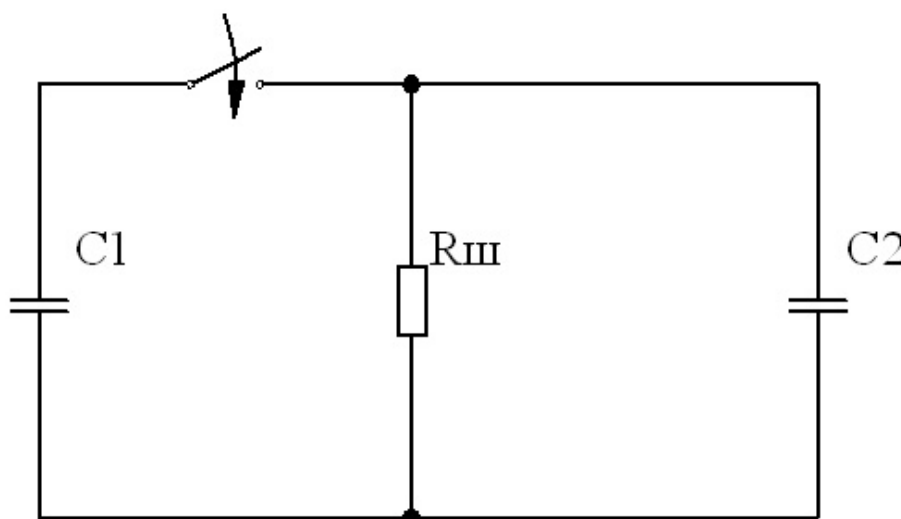


Рис. 5.1. Эквивалентная схема питания ГРП

### 5.1.1. Повышение КПД генератора питания газоразрядного преобразователя

На начальной стадии разряда ГРП, подобно искровой камере, ведет себя как емкостная нагрузка, однако, отличие в получаемой информации позволяет не предъявлять к генераторам питания ГРП жесткие требования к переднему фронту импульса питания. Генераторы питания искровых камер должны обеспечивать минимальное смещение разрядов от места возникновения первичного ионизационного эффекта по любой координате, в том числе, и снос электронов во время действия переднего фронта импульса питания. В ГРПП объемное свечение газового разряда преобразуется в плоское свечение люминесцентного слоя. Поскольку в поле импульса питания электроны движутся перпендикулярно слою, информация об объекте контроля теряется только за счет уменьшения в рабочем объеме числа электронов. Это можно компенсировать незначительным увеличением газового зазора и амплитуды или длительности импульса питания, что обычно реализуется гораздо проще.

Амплитуда импульса питания ГРП от генератора экспоненциальной формы определяется соотношением

$$U_{\max} = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2}, \quad (5.1)$$

где  $U_{\max}$  – амплитуда импульса питания;  $U_0$  – напряжение питания генератора;  $C_1$  – емкость накопительного конденсатора;  $C_2$  – емкость ГРП.

Соотношение (5.1) справедливо при условии идеального коммутатора, т. е. когда выполняется условие

$$t_{\phi} \ll \tau,$$

где  $t_{\phi}$  – длительность переднего фронта импульса напряжения;  $\tau$  – постоянная времени разряда.

Некритичность ГРП к форме импульса питания позволяет использовать резонансную схему генератора питания (рис. 5.2), которая позволяет повысить КПД генератора. В этой схеме, когда выполняется условие:

$$t_{\phi} \ll \sqrt{LC_1C_2 / (C_1 + C_2)} \ll \tau,$$

где  $L$  – индуктивность дросселя, амплитуда импульса питания ГРП определяется соотношением:

$$U_{\max} = 2U \frac{C_1}{C_1 + C_2}. \quad (5.2)$$

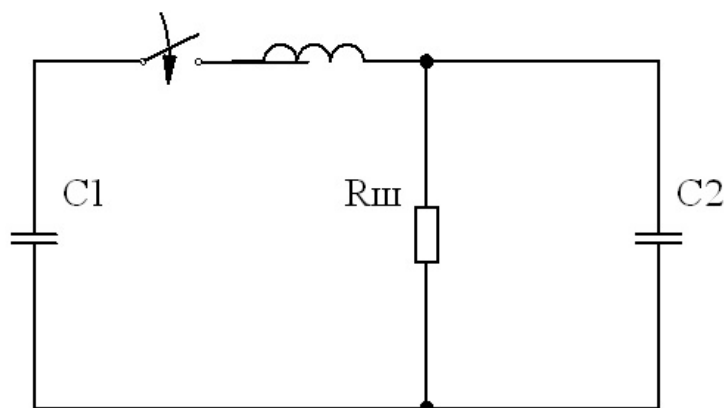


Рис. 5.2. Эквивалентная резонансная схема питания ГРП

Сравнение формул (5.2) и (5.1) показывает, что резонансная схема генератора питания позволяет при той же накопительной емкости в идеале получать вдвое большую амплитуду импульса питания ГРП. Обычно в генераторах питания ГРП использовались накопительные емкости, примерно на порядок превосходящие емкость ГРП. Использование резонансной схемы позволяет использовать накопительный конденсатор, емкость которого незначительно превышает емкость ГРП, что позволяет почти на порядок снизить мощность, потребляемую генератором питания.

### 5.1.2. Коммутатор генератора питания газоразрядного преобразователя

На формирование импульсов в наносекундных высоковольтных генераторах большое влияние оказывают процессы, происходящие в разрядном промежутке коммутатора. Начальная стадия разряда от момента приложения импульса до начала образования проводящей плазмы определяет время и стабильность срабатывания разрядника. Скорость процесса образования плазмы промежутка определяет крутизну фронта импульса. Время восстановления электрической прочности промежутка определяет предельную частоту устойчивого срабатывания генератора.

После образования стримера в искровом промежутке начинается процесс быстрого роста тока в искре. В этот период сопротивление искры изменяется от очень большой величины, определяемой свойствами стримера, до значения, близкого к нулю. Время такого перехода промежутка от практически непроводящего состояния в проводящее определяет наименьшую возможную длительность фронта импульса на нагрузке. Процесс перехода промежутка из непроводящего состояния в проводящее можно характеризовать зависимостями напряжения  $U$  или сопротивления  $R$  разрядного промежутка от времени. Кривую  $U(t)$  при-

нято называть характеристикой коммутации. Длительность процесса коммутации характеризуется временем  $t_k$  между двумя фиксированными точками на кривой коммутации, соответствующим уровням 0,9 и 0,1 от начального напряжения на коммутаторе.

Для определения сопротивления искры во времени Теплер предложил эмпирическую формулу

$$R(t) = Kd \int_0^t i dt, \quad (5.3)$$

где  $K$  – константа, характеризующая газ;  $d$  – величина разрядного промежутка;  $i$  – ток через разрядный промежуток.

Формула является эмпирической. Однако некоторые зависимости параметров импульса, рассчитанные при ее использовании, например максимальной крутизны ( $dU/dt$ ) от давления, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Более обоснованную зависимость сопротивления от тока и времени предложил Ромпе и Войцель, исходя из условия баланса энергии для искрового канала:

$$R(t) = d \left( \frac{2G}{P} \int_0^t i^2 dt \right)^{-1/2}, \quad (5.4)$$

где  $P$  – давление;  $G$  – коэффициент пропорциональности.

При выводе этого соотношения предполагалось, что в течение времени существования искрового канала падение потенциалов на электродах пренебрежимо мало по сравнению с общим напряжением в области разряда, удаленного от электродов. Ток разряда и напряженность электрического поля в этом случае связаны соотношением

$$i = \pi r^2 n_e b_e E_e,$$

где  $r$  – радиус канал;  $n_e$  – концентрация электронов;  $b_e$  – подвижность электронов;  $e$  – заряд электрона.

Принималось, что коэффициент  $G$  не зависит от времени, что является основным допущением в теории Ромпе и Войцеля. Первые экспериментальные доказательства этих предпосылок для времени  $t \leq 10^{-8}$  с и токов до нескольких килоампер были получены в атмосферном воздухе. Позже такие же результаты для разряда в воздухе, азоте и аргоне были получены в других работах.

Анализ переходных процессов в разрядных контурах с учетом сопротивления искры показывает, что развитие разряда определяется параметром

$$\Theta = 2pd^2 / GU_o^2 . \quad (5.5)$$

Этот параметр является характерным временем роста проводимости искры.

Нетрудно показать, что в миллиметровых промежутках при давлении азота, воздуха и других газов порядка 10 атм и более  $\Theta < 10^{-9}$  с. Это свойство искры уменьшать время роста проводимости канала с ростом давления газа широко используется в технике генерирования мощных наносекундных импульсов.

Более детально теоретические исследования вопроса о проводимости искры было сделано С.И. Брагинским. При этом автор предполагал, что проводимость канала достигает некоторого значения и затем остается постоянной, а изменение сопротивления канала определяется только его расширением. Допуская, что канал однороден по радиусу, в его плазме достигается термодинамическое равновесие и магнитное давление мало, по сравнению с газокинетическим, для зависимости сопротивления канала искры от времени и тока было получено соотношение:

$$R(t) = d(\rho_o \xi)^{1/3} / (4\pi\sigma^2)^{1/3} \int_0^t i^{2/3} dt, \quad (5.6)$$

где  $\sigma$  – удельная проводимость канала разряда;  $\rho_o$  – плотность газа;  $\xi$  – коэффициент порядка единицы.

Если к источнику постоянного напряжения  $U_o$  через искровой промежуток подключается сопротивление  $R$ , то время роста тока между уровнем 0,1...0,9 от предельного тока  $I_o = U_o / R$  (время коммутации  $t_k$ ) составит:

$$t_k = 11,4(\rho_o \xi I_o / 4\pi\sigma^2 E_o^3)^{1/3}, \quad (5.7)$$

где  $E_o = U_o / R$  – начальная напряженность электрического поля в промежутке.

Используя формулы (5.6) и (5.7), получаем:

$$R(t) = t_K U_o \left( 11,4 I_o^{1/3} \int_0^t i^{2/3} dt \right)^{-1}. \quad (5.8)$$

Соотношение удобно использовать при расчетах, так как величину  $t_K$  можно легко определить для каждого ключа экспериментально.

### 5.1.3. Описание разрядного процесса в системе генератора питания (ГРП)

Эквивалентная схема единого комплекса ГРП – генератор питания представлена на рис. 5.3. 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 (5.8);

$R_2$  – сопротивление разрядного контура;

$L$  – сопротивление разрядного контура и соединительных проводов;

$R_3$  – разрядное сопротивление.

Электрические процессы в этой схеме описываются системой уравнений:

$$R_1 = T_K U_0^{2/3} \cdot b \left( \int_0^t I^{2/3} dt \right)^{-1} \quad (5.9)$$

$$U_1 - U_2 - U_3 - I_1(R_1 + R_2) - L \frac{dI_1}{dt} = 0 \quad (5.10)$$

$$U_2 + U_3 = I_8 R_3 \quad (5.11)$$

$$I_1 = I_2 + I_4 + I_8 \quad (5.12)$$

$$I_2 = I_3 + I_6 \quad (5.13)$$

$$I_4 = I_5 + I_7 \quad (5.14)$$

$$\frac{dU_1}{dt} = -\frac{I_1}{C_1} \quad (5.15)$$

$$\frac{dU_2}{dt} = -\frac{I_2}{C_2} \quad (5.16)$$

$$\frac{dU_3}{dt} = -\frac{I_3}{C_3} \quad (5.17)$$

$$\frac{dU_4}{dt} = -\frac{I_4}{C_4} \quad (5.18)$$

$$\frac{dU_5}{dt} = -\frac{I_5}{C_5} \quad (5.19)$$

$$I_4 = I_2 \frac{C_4}{C_2} - \left( I_6 \frac{C_4}{C_2} - I_7 \right) \cdot \frac{C_2}{C_2 + C_3} \quad (5.20)$$

$$I_6 = g \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot \mathcal{G}_1 / d \quad (5.21)$$

$$I_7 = g \cdot N_3 \cdot N_4 \cdot \mathcal{G}_2 / d \quad (5.22)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_1 \cdot \alpha_1 \cdot \mathcal{G}_1 \quad (5.23)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_2 \cdot \alpha_2 \cdot \mathcal{G}_2 \quad (5.24)$$

$$W_1 = \int_0^t U_3 I_6 dt \quad (5.25)$$

$$W_2 = \int_0^t U_5 I_7 dt \quad (5.26)$$

$$\mathcal{G}_1 = f_1(U_3) \quad (5.27)$$

$$\mathcal{G}_2 = f_1(U_5) \quad (5.28)$$

$$\alpha_1 = f_2(U_3) \quad (5.29)$$

$$\alpha_1 = f_2(U_5) \quad (5.30)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{\mathcal{G}_1}{d} \quad (5.31)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{\mathcal{G}_2}{d} \quad (5.32)$$

В этих уравнениях, помимо величин, обозначенных на схеме, использовались следующие обозначения:

$T_k$  – длительность фронта импульса на разрядном сопротивлении без ГРП, когда напряжение питания генератора равно опорному (в работе в качестве опорного использовалось напряжение 15 кВ);

$U_0$  – отношение напряжения питания генератора к опорному;

$b$  – коэффициент пропорциональности;

$g$  – заряд электрона;

$N_1$  – коэффициент газового усиления в рабочей области;

$N_2$  – число разрядов в рабочей области;

$N_3$  – коэффициент газового усиления на контрастном участке;

$N_4$  – число разрядов на контрастном участке;

$\alpha_1$  – коэффициент ударной ионизации в рабочей области;

$\alpha_2$  – коэффициент ударной ионизации на контрастном участке;

$\mathcal{V}_1$  – скорость дрейфа электронов на контрастном участке;

$\mathcal{V}_2$  – скорость дрейфа электронов в рабочей области;

$W_1$  – энергия, выделенная в газовом разряде в рабочей области;

$W_2$  – энергия, выделенная в газовом разряде на контрастном участке;

$d$  – величина газового промежутка.

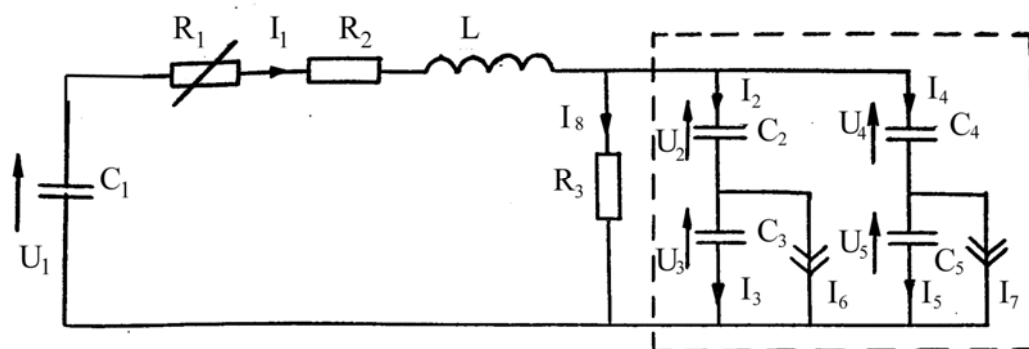


Рис. 5.3. Эквивалентная схема комплекса ГРП – генератор питания

Для краткости в управлениях системы не указана зависимость переменных от величин. Функция  $f_1$  скорости дрейфа от напряжения на разрядном промежутке в данной работе принималась линейной. Функция  $f_2$  зависимости коэффициента ударной ионизации от напряжения на разрядном промежутке определялась на основе зависимости отношения коэффициента ударной ионизации к давлению от отношения напряженности поля в ксеноне к давлению. С целью повышения точности приближения в работе весь диапазон возможных напряженностей разбивался на семь участков, внутри которых зависимость интерполировалась многочленом четвертой степени. В результате имеем



$$\begin{cases} M = f(U) \\ \alpha = (((A_4(M)U + A_3(M))U + A_2(M))U + A_1(M))U + A_0(M) \end{cases}$$

Ввиду наличия в схеме нелинейных элементов ( $R_1, I_6, I_7$ ), для решения системы уравнений (5.9)–(5.32) в работе применен численный метод. В основном, для решения систем дифференциальных уравнений используется два широких класса методов. Одноступенчатые методы, в которых используется только информация о самой функции в одной точке. Практически из этого класса наиболее широко используются методы Рунге–Кутты. Достоинством одношаговых методов является то, что они требуют многократных повторений функций и что при их использовании трудно оценивать допускаемые ошибки. Многоступенчатые методы, в которых для нахождения следующих точек кривых используется информация о предыдущих значениях функций, не требуют повторных вычислений функций. Большинство методов этого класса называются методами прогноза и коррекции. Хотя и имеются некоторые трудности, связанные с использованием итерационной процедуры и с получением нескольких начальных точек решения, но они уравниваются тем фактором, что оценку ошибки при использовании этого метода легко получить в качестве побочного продукта вычислений.

На основе анализа экспериментальных данных для решения системы уравнений (5.9)–(5.32) выбран метод решения дифференциальных уравнений с предсказанием по Адамсу–Башфорту с коррекцией по Адамсу–Милтону и модификацией, который для одномерной задачи Коши имеет следующий вид:

$$y_{K+1}^{nped} = y_K + \left(\frac{1}{24}\right)(55f_K - 59f_{K-1} + 37f_{K-2} - 9f_{K-3})\Delta x, \quad (5.33)$$

$$y_{K+1}^{mod} = y_{K+1}^{nped} + \frac{252}{270}(y_K^{kop} - y_K^{nped}), \quad (5.34)$$

$$y_{K+1}^{kop} = y_K + \frac{1}{24}(9f_{K+1}^{mod} + 19f_K - 5f_{K-1} + f_{K-2})\Delta x, \quad (5.35)$$

$$y_{K+1} = y_{K+1}^{kop} - \frac{19}{270}(y_{K+1}^{kop} - y_{K+1}^{nped}). \quad (5.36)$$

Выбор этого метода обусловлен тем, что на начальном этапе все изменения в комплексе сосредоточены в коммутаторе, и при оценке погрешности расчета процессами в ГРП можно пренебречь. В этом случае изменение всех величин будет происходить по закону трех вторых и, следовательно, в начальной процедуре расчета можно использовать метод Эйлера.

Причем важно, что изменение начального сопротивления коммутатора очень слабо влияет на конечный результат и лишь затягивает начальную стадию процесса. Таким образом, исходя из допустимой погрешности, можно определить начальное сопротивление коммутатора. Анализ соотношений (5.33)–(5.36) показывает, что при пренебрежимо малых изменениях величин на начальном участке, этот метод эквивалентен методу Эйлера. В нашем случае можно не применять значения функций и их производных во всех начальных точках величинам вычисленным, исходя из начальных условий, и сразу начинать расчет. Другим важным достоинством данной системы является то, что в них фигурирует энергия, а это позволяет, незначительно усложнив вычисления, получить оценку точности расчета всей системы уравнений по точности выполнения закона сохранения энергии. На основе этого метода разработан алгоритм, который реализован в программе, написанной на фортране. На первом этапе расчетов отрабатывалась модель комплекса, позволяющая получить зависимость интегральной яркости от параметров генератора питания, ГРП и режима облучения. Предполагалось, что она пропорциональна энергии, выделенной в газовом разряде ГРП. Это предположение основано на том, что напряженность электрического поля, при котором мощность газового разряда максимальна, для всех рабочих режимов лежит в малом интервале значений. Для напряжений питания генератора 15 и 19 кВ на рис. 5.4, 5.5, соответственно, приведены рассчитанные по программе напряжения питания ГРП (кривая 1), напряжение на газовом зазоре (кривая 2), мощность разряда (кривая 3). Зависимости яркости от напряжения питания при дозах 0,5; 5; 50 мкР (кривая 1, 2, 3) и яркости от дозы при  $U = 15; 17; 20$  кВ (кривая 1, 2, 3) представлены на рис. 5.6, 5.7, соответственно.

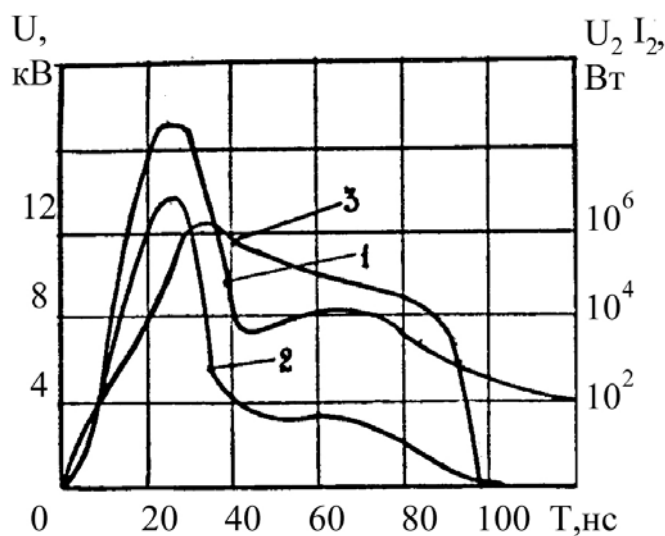


Рис. 5.4. Зависимость напряжения питания

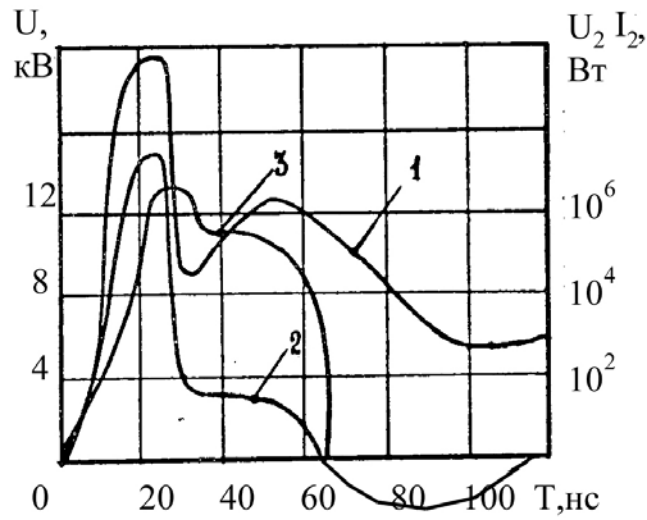


Рис. 5.5. Зависимость напряжения на газовом зазоре от времени

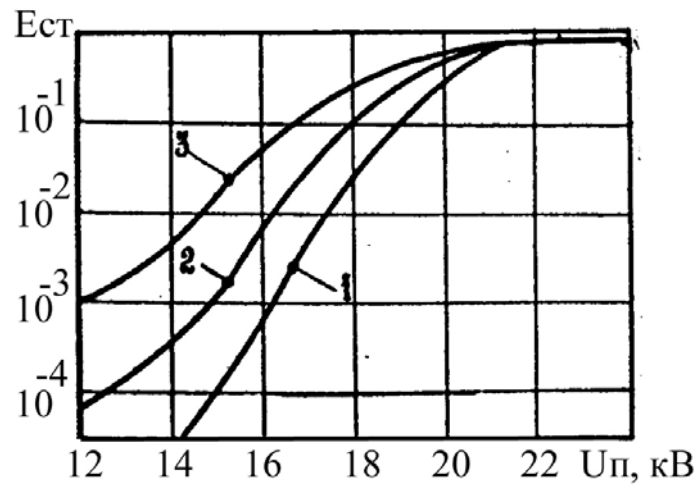


Рис. 5.6. Зависимость яркости ГРП от напряжения питания

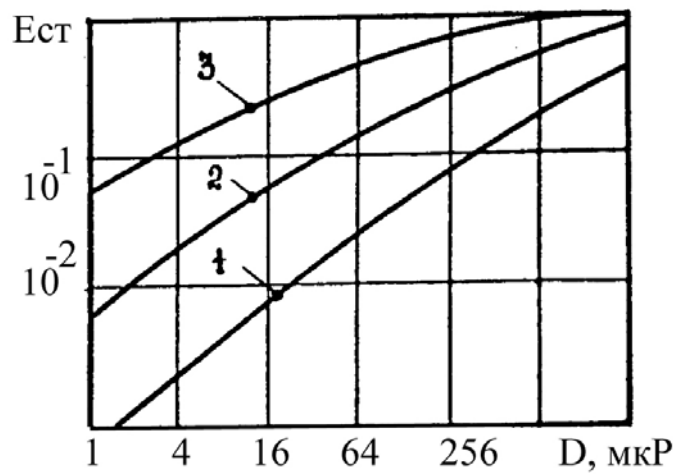


Рис. 5.7. Зависимость яркости ГРП от дозы излучения

### 5.1.4. Моделирование разрядных процессов в ГРП с резистивными слоями

Анализ процессов в ГРП с резистивными слоями выявил их общие закономерности и дал возможность получить некоторые расчетные соотношения для параметров ГРП. Использование численных методов позволило исследовать влияние параметров ГРП и генератора питания на работу ГРП с резистивными слоями. Эквивалентные схемы приведены на рис. 5.8 и 5.9. Линии с распределенными параметрами заменены линиями с сосредоточенными параметрами. Эти схемы включались в схемы комплекса ГРП – генератор питания, для которых на основе положений, рассмотренных в предыдущем разделе, составлялись математические модели, алгоритмы и программы расчета. Особенностью этих методов является то, что постоянные времени ячеек в линиях с сосредоточенными параметрами

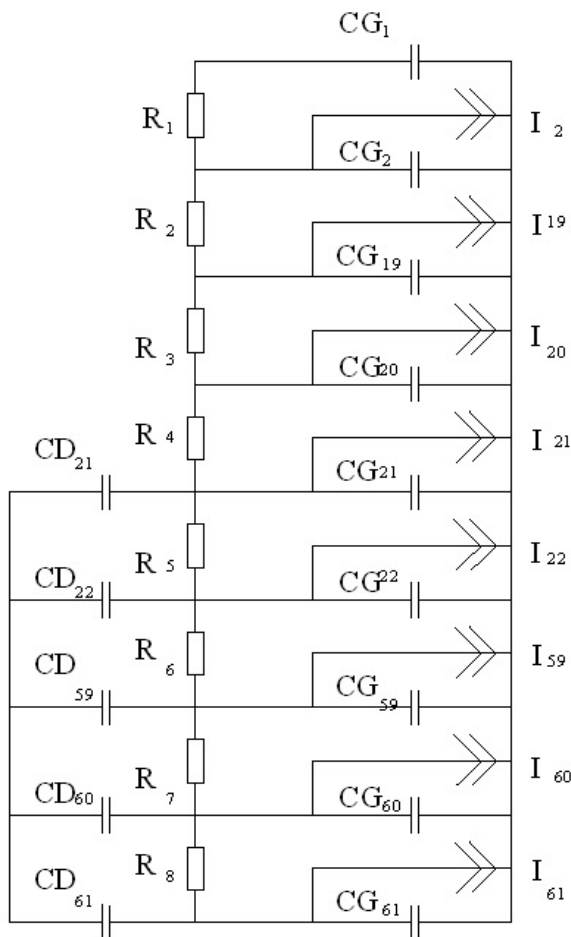


Рис. 5.8. Эквивалентная схема ГРП с резистивным слоем (вариант 1)

значительно меньше характерных времен всех процессов в комплексе. Поэтому в работе с целью экономии машинного времени было предложено проводить расчет процесса распространения сигнала по линиям с временным шагом, меньшим, чем основной расчет. При этом в процессе распространения сигнала считалось, что токи потерь в линии не изменяются. Физически эта модель процесса эквивалентна тому, что на ГРП вместо реального импульса подается его расчетная гистограмма. На основе изложенных соображений разработаны программы, позволяющие исследовать влияние конструктивных параметров на распределение яркости и распределение потенциалов на периферийных областях рабочего поля ГРП с резистивными слоями. После обработки основной

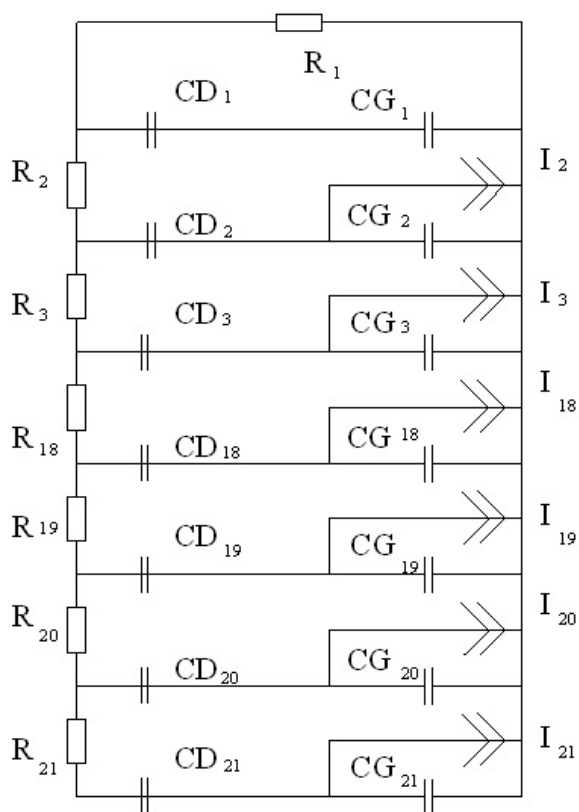


Рис. 5.9. Эквивалентная схема ГРП с резистивным слоем (вариант 2)

модели на ее основе были разработаны модели для расчета распределения на краях газоразрядных преобразователей с резистивными слоями. На рис. 5.10 приводятся расчетные распределения яркости по поверхности резистивного слоя в первой конструкции. Сравнивая с экспериментальными зависимостями (рис. 5.12), видим хорошее совпадение.

На рис. 5.11 приведены расчетные распределения яркости на краях рабочего поля второй конструкции с резистивным слоем, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными рис. 5.13. Экспериментальные зависимости снимались на отпаянных ГРП при равномерной заливке. На рис. 5.15 приведена зависимость яркости от индуктивности разрядного контура генератора питания.

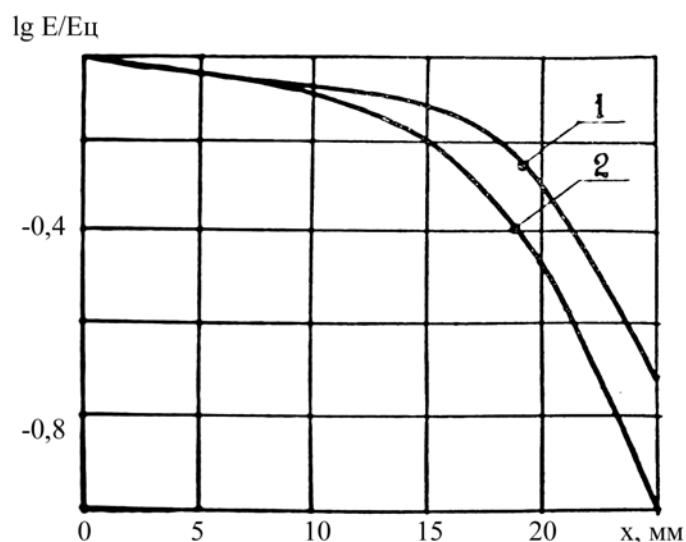


Рис. 5.10. Расчетные распределения яркости по поверхности резистивного слоя (вариант 1)

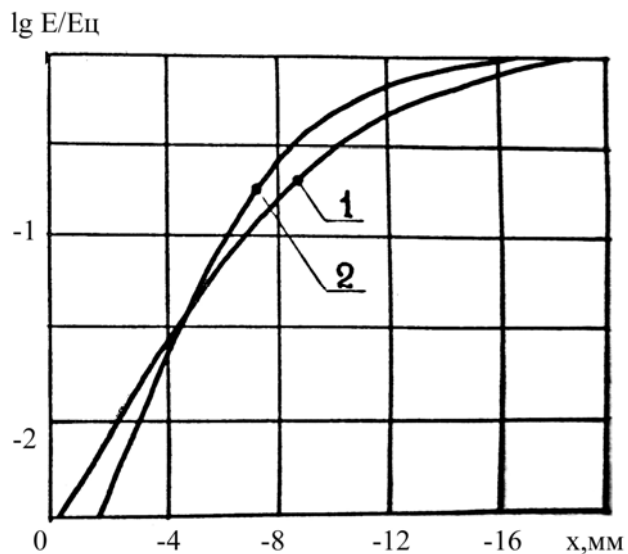


Рис. 5.11. Расчетные распределения яркости по поверхности резистивного слоя (вариант 2)

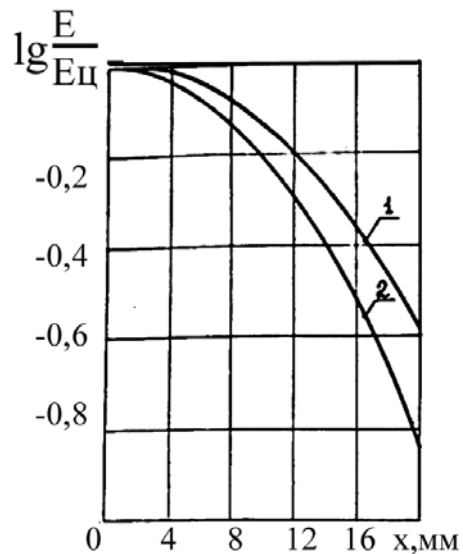


Рис. 5.12. Экспериментальная зависимость отношения яркости вдоль резистивного слоя к яркости в центре экрана (вариант 1)

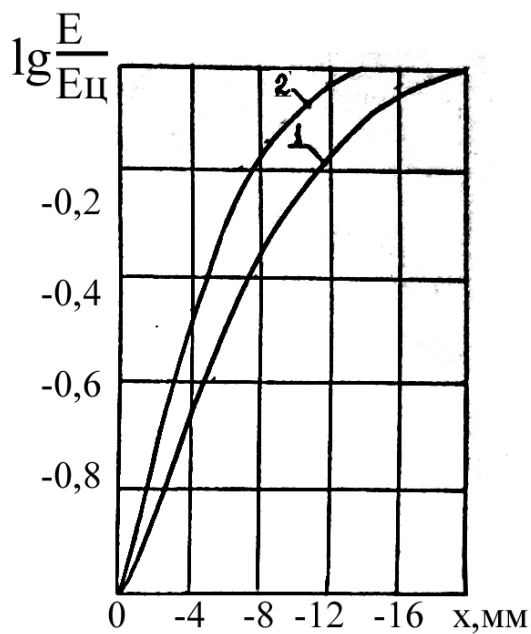


Рис. 5.13. Экспериментальная зависимость отношения яркости вдоль резистивного слоя к яркости в центре экрана (вариант 2)

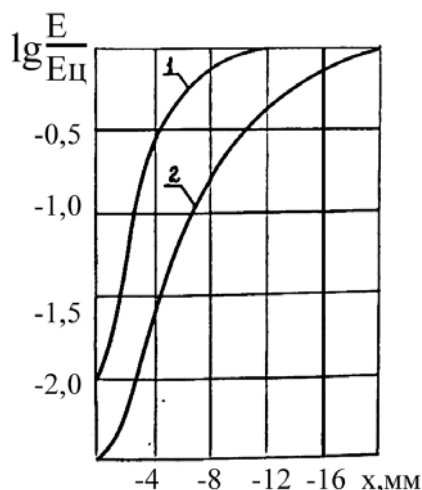


Рис. 5.14. Экспериментальная зависимость отношения яркости вдоль резистивного слоя к яркости в центре экрана (вариант 3)

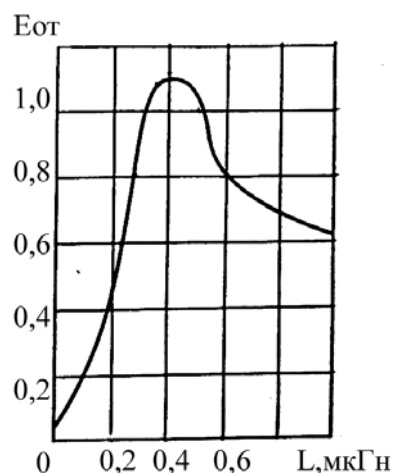


Рис. 5.15. Зависимость яркости от индуктивности разрядного контура

## 5.2. Импульсные источники рентгеновского излучения

В рабочем объеме ГРП в процессе его облучения рентгеновским излучением, наряду с накоплением информации, происходит ее потеря вследствие рекомбинации, прилипания, диффузии и сноса электронов. Скорость потери информации характеризуется временем памяти, которое, в зависимости от газового наполнения, конструкции и режимов питания ГРП, может изменяться от долей до сотен микросекунд. Импульсный характер работы и ограниченная память ГРП обуславливают необходимость использования в установках на основе импульсных рентгеновских аппаратов.

В научной литературе под рентгеновскими импульсами принято понимать импульсы рентгеновского излучения длительностью меньше  $10^{-6}$  с, энергия излучения в которых достаточна для образования почернения рентгеновской пленки на расстоянии порядка 1 м от фокуса трубки. Высокая дозовая чувствительность ГРП позволяет получать изображения объектов при экспозициях гораздо более низких, чем пленка, поэтому в дальнейшем под импульсным рентгеновским излучением будем понимать излучение, которое удовлетворяет только первому условию.

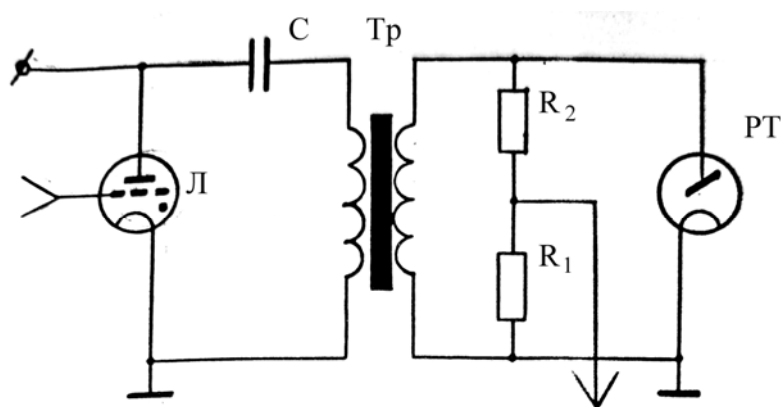
Впервые достаточно интенсивно импульсы рентгеновского излучения в микросекундном диапазоне были получены в 1938 году Штеенберком, Кингдоном и Танисом. Импульсные рентгеновские установки

оказались очень удобным научным инструментом, особенно при исследовании баллистических и взрывных процессов. Это обусловило последовавшее бурное развитие импульсной рентгеновской техники.

Принцип работы большинства импульсных рентгеновских аппаратов основан на импульсном питании рентгеновской трубки. В последнее время созданы трубки с управляющей сеткой, которые позволяют получать рентгеновские импульсы при постоянном анодном напряжении. Долгое время единственным источником электронов в рентгеновских трубках был катод с термоэлектронной эмиссией. В настоящее время в импульсных рентгеновских трубках используются катоды на основе термоэлектронной, автоэлектронной и эмиссии из металла, стимулированной плазмой. В отдельных экспериментальных установках используется фотоэлектронная эмиссия с помощью лазерного излучения.

### **5.2.1. Импульсный излучатель с термоэмиссионной рентгеновской трубкой**

В первых рентгеновских установках на основе ГРП использовались излучатели с импульсным питанием термоэмиссионных рентгеновских трубок. Выбор термоэмиссионных трубок обусловлен высокой дозовой чувствительностью ГРП и тем, что они устойчиво работают в широком диапазоне анодных напряжений и напряжений канала. Излучатель конструктивно выполнялся в виде бака, в котором размещались рентгеновская трубка, высоковольтный импульсный трансформатор и источник напряжения накала. В этих излучателях использовались рентгеновские трубки 2-8 БДМ 5-110, 14-30 БД 10-150 и 2-30 БД 5-150. На рис. 5.16 приведена совместная схема излучателя и генератора питания.



*Рис. 5.16. Импульсный рентгеновский излучатель с термоэмиссионной рентгеновской трубкой*



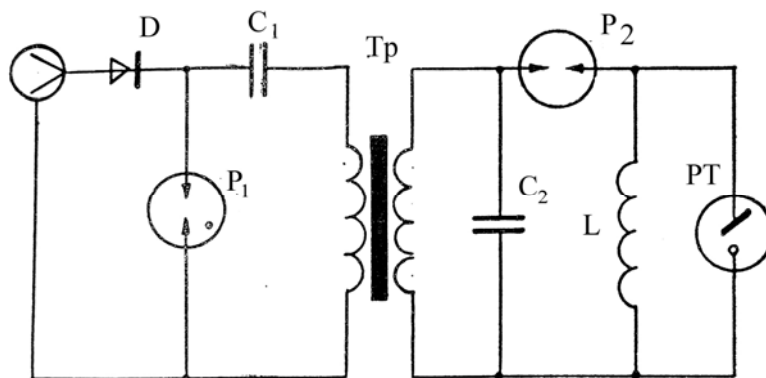


Рис. 5.17. Импульсный рентгеновский излучатель на основе трубки со взрывной эмиссией

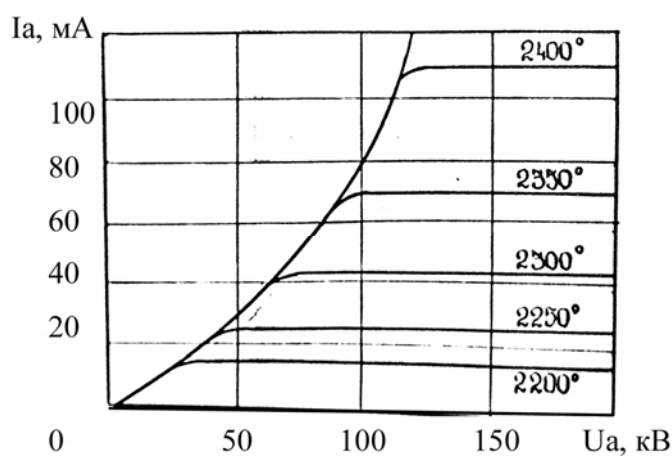


Рис. 5.18. Ток эмиссии термокатода при различных температурах

Наиболее ответственным элементом является высоковольтный импульсный трансформатор, от которого в значительной степени зависят параметры импульса излучения. Нами были апробированы различные конструкции импульсных трансформаторов. Хорошие результаты с трансформатором на отрезках длинной линии, когда высоковольтный генератор выполняется по схеме Введенского. Но из-за слишком больших габаритов от него пришлось отказаться, в установке использовались трансформаторы на ферритовых кольцах, но, вследствие насыщения ферритовых сердечников, на них сложно было получить высокий коэффициент трансформации, поэтому для их питания требовались генераторы с рабочим напряжением до 50 кВ. Снизить напряжение питания первичной обмотки трансформатора удалось на импульсных трансформаторах, выполненных на Ш-образных железных сердечниках.

В первых излучателях в качестве источника накального напряжения использовался понижающий трансформатор сети. Но, так как доза в

импульсе у них сильно зависела от колебания напряжения сети, в последующих установках использовались более сложные устройства. На участке до насыщения величина анодного тока рентгеновской трубки изменяется по закону трех вторых:

$$I_G = 2,35 \cdot 10^{-6} \frac{S}{d^2} \cdot U^{3/2}, \quad (5.37)$$

где  $S$  – площадь катода, м<sup>2</sup>;  $d$  – расстояние между электродами, м;  $U$  – напряжение питания РТ.

Ток насыщения термоэлектронной эмиссии накаливаемого катода определяется по формуле Ричардсона–Детлина:

$$I_G = A_0 \cdot S T^2 \exp(-1,6 \cdot 10^4 \varphi/T), \quad (5.38)$$

где  $A_0 = 1,2 \cdot 10^6 \left[ \frac{\text{А}}{\text{М}^2} \cdot \text{К}^2 \right]$  – универсальная термоэмиссионная постоянная;  $S$  – площадь катода, м<sup>2</sup>;  $T$  – температура катода, К;  $\varphi$  – работа выхода, эВ.

На рис. 5.18 приведена зависимость тока эмиссии от анодного напряжения при различных температурах катода.

Из соотношения видна сильная зависимость дозы в импульсе от напряжения накала, что подтверждается экспериментально. Изменение накального напряжения от 6,3 до 12 В в излучателе на трубке 2-8 БДМ 5-110 при анодном напряжении к изменению дозы в импульсе более чем в 70 раз. Это обусловило применение стабилизированных источников напряжения накала. В установках использовались электронные стабилизаторы напряжения компенсационного типа. Их недостаток – большие габариты и низкий КПД. В последующих установках применялись источники накала на основе высококачественных преобразователей напряжения с широтно-импульсной стабилизацией, коэффициент стабилизации которых больше 100, а КПД порядка 80 %.

Питание излучателя осуществлялось с помощью высоковольтного генератора. Из соображения надежности в качестве коммутатора в генераторах использовались водородонаполненные тиратроны ТГИ1-400/16, ТГИ1-1000/25, ТГИ1-2500/50, ТГИ1-270/10.

Эксплуатационные параметры излучателя существенно зависят от источника высоковольтного питания генератора. В настоящее время нами разработаны два типа высоковольтных источников питания генераторов: высоковольтные источники с высокочастотным преобразователем напряжения и широтно-импульсной стабилизацией и источники импульсной зарядки накопительных емкостей генератора на основе автономных инверторов напряжения.

В источнике с преобразователем частоты сетевое напряжение выпрямляется. Этим напряжением питается преобразователь частоты, к выходу которого подключен высоковольтный трансформатор. Выходное напряжение трансформатора выпрямляется и заряжает накопительную емкость генератора, параллельно емкости подключен высоковольтный делитель. Сигнал с делителя поступает на вход компаратора, на котором происходит сравнение его с опорным. В зависимости от величины сигнала с делителя, компаратор запирает или отпирает задающий генератор преобразователя частоты. Таким образом, достигается стабилизация напряжения питания генератора и сокращается время заряда накопительной емкости генератора. Помимо прочих, к их достоинствам следует отнести малые габариты и вес, высокий КПД, малое время срабатывания установки в ждущем режиме. Недостатки – постоянное наличие высокого напряжения, относительно высокая сложность схемы.

В схеме импульсной зарядки накопительной емкости генератора используется промежуточная накопительная емкость, которая заряжается до выпрямленного напряжения сети. При поступлении импульса запуска срабатывает тиристор и эта емкость разряжается через первичную обмотку высоковольтного трансформатора, заряжая накопительную емкость генератора, которая подключена ко вторичной обмотке. Достоинством такой системы является возможность обеспечивать рабочую частоту. На экспериментальной установке, выполненной по двухтактной схеме, рабочая частота достигла 10 кГц.

### **5.2.2. Импульсные наносекундные излучатели со взрывной эмиссией электронов**

Развитие высоковольтной наносекундной импульсной техники и высокопоточной эмиссионной электроники, а также опыт, накопленный при создании крупных лабораторных источников мощных импульсов тормозного излучения, привели к разработке в конце 60-х годов малогабаритных импульсных рентгеновских аппаратов. В результате последовательно были разработаны и выпускались промышленностью вначале аппараты серий ИРА и РИНА, а в настоящее время серии МИРА, ДИНА, НОРА, разработаны и изготовлены малой серией аппараты РИТА-150 и РАДАН-200. Во всех аппаратах используются малогабаритные двухэлектродные рентгеновские трубки с взрыво-эмиссионным катодом. Такие трубки имеют конический (отражательный) или плоский (прострельный) вольфрамовый анод, обеспечивающий малые размеры фокусного пятна и широкую диаграмму направленности. Источником высокого напряжения в импульсных аппаратах служит импульсный генератор на базе резонансного трансформатора и разрядника-обострителя. Использование та-

кого генератора вместо традиционного генератора Аркадьева–Маркса позволяет значительно снизить габариты и вес прибора.

В аппаратах РИТА-150 и РАДАН-200 установлен высоковольтный импульсный трансформатор с разомкнутым сердечником, совмещенный с накопительной линией. Такой трансформатор имеет более высокие коэффициенты связи и трансформации, а также электрическую прочность. Наличие наружного магнитопровода позволяет поместить трансформатор в металлический корпус, практически полностью экранирующий помехи.

Все рассмотренные аппараты построены по одной функциональной схеме, приведенной на рис. 5.17. Работают они следующим образом. Когда напряжение на первичном конденсаторе  $C_1$  достигает напряжения пробоя двухэлектродного разрядника  $P_1$ , разрядник срабатывает, и конденсатор разряжается через первичную обмотку высоковольтного трансформатора. При этом заряжается емкость, образованная корпусами разрядника-обострителя и излучателя. При срабатывании разрядника-обострителя эта емкость разряжается на рентгеновскую трубку, в результате чего генерируется импульс рентгеновского излучения длительностью порядка 10 нс. Таким образом, все аппараты работают в автоколебательном режиме. В нашем случае требуется жесткая синхронизация генератора питания ГРП с импульсом рентгеновского излучения, поэтому в рентгеновских аппаратах МИРА-2Д и ДИНА-1 неуправляемый разрядник первичного контура Р-13 заменялся нами на управляемый разрядник РУ-62 со схемой запуска. Так как напряжение холостого хода штатного высоковольтного источника питания этих аппаратов значительно превышал напряжение срабатывания разрядника Р-13, он заменялся на источник высоковольтного питания с высокочастотным преобразованием напряжения. На основе этих модифицированных аппаратов были созданы действующие макеты установок, на которых была показана возможность их использования в интроскопах на основе ГРП.

### **5.3. Устройства автосинхронизации питания газоразрядных преобразователей**

Возможны три варианта автосинхронизации питания ГРП с импульсом рентгеновского излучения:

- запуск генератора питания ГРП от электромагнитных наводок, возникающих при срабатывании генератора питания рентгеновской трубки;
- использование в генераторе питания ГРП разрядника с рентгеновским поджигом;
- запуск генератора питания ГРП от датчика излучения.

### 5.3.1. Использование электромагнитных наводок для запуска генератора питания газоразрядного преобразователя

В литературе по высоковольтной импульсной технике и, в частности, по импульсной рентгеновской технике указывается, что при осциллографических исследованиях импульсных процессов в сильноточной электронике приходится решать сложную задачу защиты от электромагнитных наводок. Об этом свидетельствует и наш опыт работы. В аппарате КОРИНА на рентгеновскую трубку коммутируются три конденсатора емкостью 12500 пФ, заряженные до напряжения 150 кВ. При длительности импульса питания рентгеновской трубки 15 нс генератор питания развивает мощность 30 ГВт. При этом основная гармоника электромагнитных наводок находится в области 30 МГц.

Нами исследованы поля наводок от аппарата КОРИНА с помощью антенны и осциллографа С1-75. Проведенные исследования показали большую пространственную неравномерность помех и сильное экранирующее влияние металлических поглотителей, поэтому этот вариант автосинхронизации в практике не удобен.

### 5.3.2. Генератор на разряднике с рентгеновским запуском

Идея генератора с рентгеновским поджигом подкупает своей функциональной простотой, для ее проверки был разработан и испытан разрядник с рентгеновским поджигом. Его конструкция приведена на рис. 5.20, внешний вид – на рис. 5.21.

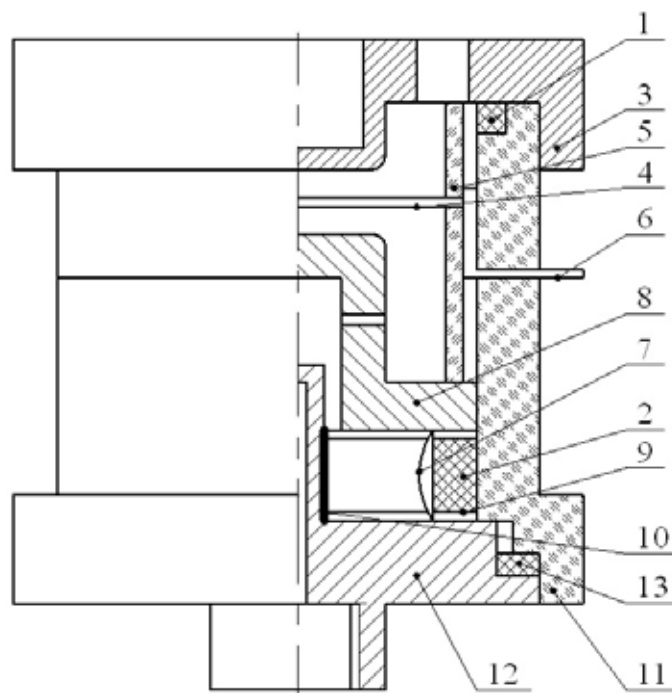


Рис. 5.20. Конструкция разрядника с рентгеновским поджигом

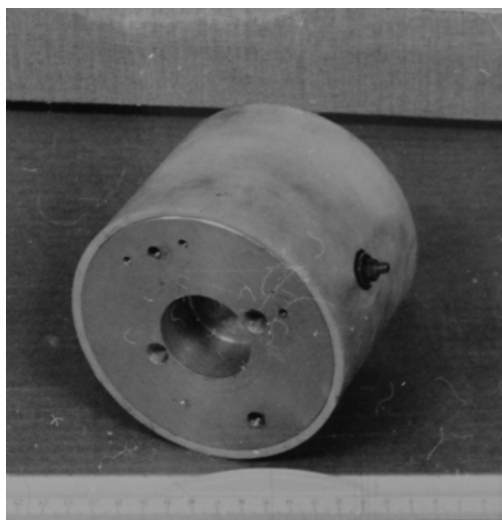


Рис. 5.21. Внешний вид разрядника с рентгеновским поджигом

Входной электрод 4 изготовлен из алюминия, для снижения ослабления рентгеновского излучения в нем сделана выборка. Второй электрод 8 изготовлен из нержавеющей стали. В нем смонтировано золотниковое устройство для закачки разрядника рабочим газом. Для увеличения рабочей напряженности электрического поля рабочие поверхности электродов шлифовались, а их края закруглялись. Герметизация рабочего объема осуществлялась с помощью резиновых прокладок 1 и 13.

Коммутационные свойства разрядника сильно зависят от состава и давления рабочего газа.

Обычно в качестве рабочего газа в разрядниках используется азот. Поскольку наибольшей эффективностью регистрации рентгеновского излучения обладает ГРП с ксеноновым наполнением, в работе были исследованы разрядники с азотным и ксеноновым заполнением.

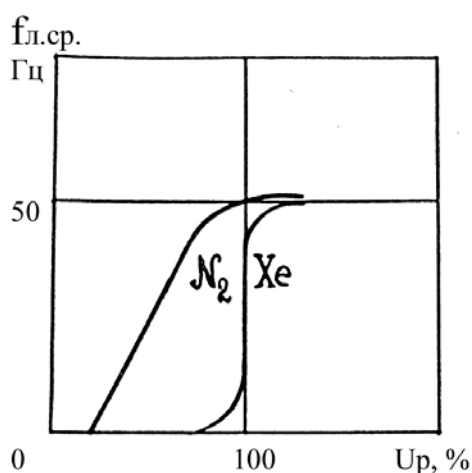


Рис. 5.22. Интенсивность самопроизвольных пробоев разрядника от напряжения

На рис. 5.22 приведена интенсивность самопроизвольных пробоев от напряжения питания разрядника, на котором видно, что разрядники с ксеноновым наполнением обладают и лучшими коммутационными свойствами. Поэтому все дальнейшие исследования проводились с ксеноновыми разрядниками.

В табл. 5.2 приведена вероятность срабатывания разрядника от напряжения питания.

Таблица 5.2

*Вероятность срабатывания разрядника при различных питающих напряжениях*

№ серии	$U_p=15,6$ , кВ	$U_p=15,2$ , кВ	$U_p=14,8$ , кВ
1	97	98	87
2	98	95	92
3	100	97	90
4	98	98	93
5	98	98	87
6	100	98	90
$P_{cp}$	98,5	97	90

В табл. 5.3 приведены зависимости напряжения самопроизвольного пробоя и минимального напряжения срабатывания разрядника с рентгеновским поджигом.

Таблица 5.3

*Напряжения самопроизвольного и управляемого пробоя в разряднике при различных давлениях*

$P$ , атм	1	2,5	3,5	5
сп, кВ	13,8	16,2	18	22
рп, кВ	10,5	13	16	18,2

На рис. 5.23 приведена зависимость времени срабатывания разрядника от давления и напряжения питания.

Анализ экспериментальных результатов показал принципиальную возможность использования разрядника с рентгеновским поджигом для создания на его основе генератора питания ГРП. Основным недостатком такого генератора является сильная зависимость времени срабатывания разрядника от напряжения питания, что должно привести к большим флуктуациям яркости изображения ГРП. Существенно лучше эксплуатационные характеристики удалось получить при введении в разрядный промежуток разрядника дополнительного электрода 3 (рис. 5.20), выполненного в виде тонкой алюминиевой пластины, который через сопротивление подключался к дополнительному источнику питания, а через кон-

денсатор к входному электроду. Таким образом, фактически в одном корпусе получилось два последовательно соединенных разрядника.

На рис. 5.24 приведена принципиальная схема действующего макета генератора питания ГРП, собранного на его основе. Работает он следующим образом. На промежуточный электрод подается напряжение, близкое к напряжению самопроизвольного пробоя. Давление и межэлектродное расстояние выбирается так, чтобы это напряжение соответствовало примерно 60% от максимального напряжения питания генератора. При облучении разрядника первый зазор быстро срабатывает и потенциал промежуточного электрода падает практически мгновенно до нуля. Таким образом, второй зазор оказывается под напряжением, превышающим его напряжение самопроизвольного пробоя, а так как он тоже облучен, время запаздывания пробоя этого промежутка оказывается существенно меньше времени пробоя первого промежутка. Это позволило получить генератор питания ГРП, у которого напряжение питания можно было регулировать в пределах 30 % от напряжения самопроизвольного пробоя.

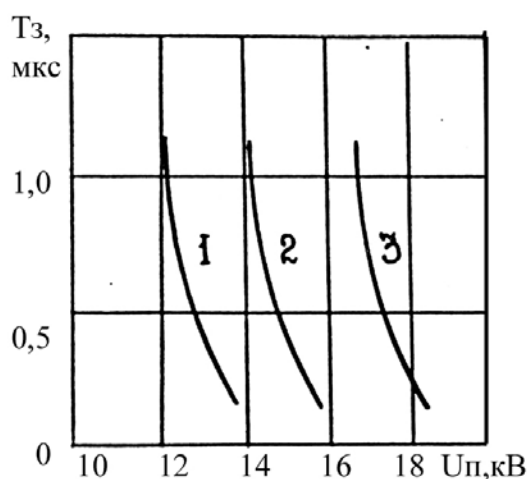


Рис. 5.23. Зависимость времени срабатывания разрядника от напряжения питания и давления

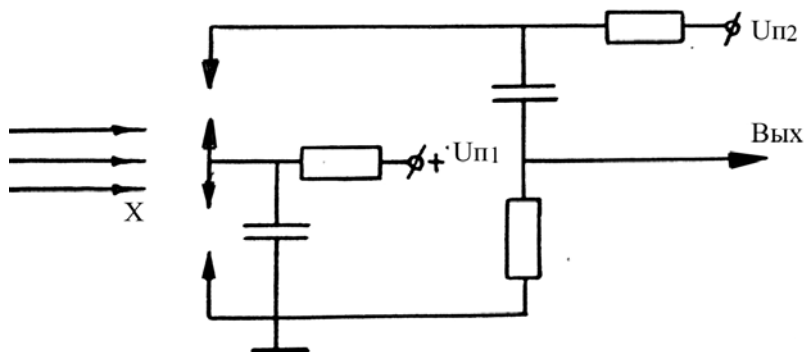


Рис. 5.24. Принципиальная схема генератора питания на разряднике с рентгеновским поджигом



Проведенные испытания показали работоспособность такой схемы. Были получены изображения на ГРП. При этом были выявлены следующие недостатки:

- при дозе облучения 50 мкР наблюдалось до 5 % пропусков срабатывания разрядника;
- сильная зависимость вероятности срабатывания от дозы облучения;
- при работе ГРП заметны существенные флуктуации яркости изображения;
- наличие второго высоковольтного источника питания;
- наличие объема с повышенным давлением, что усложняет транспортировку прибора.

В целом такой разрядник является перспективным, но требует существенной доработки и дополнительных исследований.

### **5.3.3. Запуск генератора от детектора излучения**

Запуск генератора питания ГРП может осуществляться импульсом регистрируемого рентгеновского излучения. Время от начала импульса рентгеновского излучения до момента формирования фронта высоковольтного импульса не должно превышать времени памяти ГРП  $t$  и по возможности должно быть сокращено для обеспечения некоторой регулировки времени задержки сигнала в блоке детектора и аппаратурой задержки схемы запуска и высоковольтного коммутатора  $t_{Gn}$ .

Детектор должен иметь высокую эффективность регистрации рентгеновского излучения, большой коэффициент усиления и величину выходного сигнала, превышающую порог срабатывания схемы запуска. Процесс преобразования энергии ионизирующего излучения в электрический заряд на выходе детектора характеризуется следующими величинами:

$E_{ввд}$  – средняя величина энерговыделения на единицу длины;

$\Delta E_{тр}$  – потери носителей выделенной энергии в процессе их транспортировки из чувствительной зоны к усилительному элементу детектора;

$K_{пр}$  – коэффициент преобразования выделенной энергии в величину первичного заряда;

$K_{ус}$  – коэффициент зарядового усиления детектора.

Усреднение характеристики различных типов детекторов представлены в табл. 5.4.

К преимуществам сцинтилляционного детектора следует отнести большой коэффициент усиления, высокое быстродействие, возможность построения из стандартных промышленных элементов. Основные недостатки – чувствительность к электромагнитным помехам и необходимость высоковольтного источника питания.

Таблица 5.4

Параметры детекторов рентгеновского излучения

Параметр, характеризующий детектор	Типы детекторов			
	Черенковские полного поглощения	Сцинтилляционные	Газовые	Полупроводниковые
$E_{\text{ВЫД}}$	частицы	2 мэВ/см	2 кэВ/см	250 кэВ/см
$\Delta E_{\text{ТР}} / E_{\text{ВЫД}}$	0,05	0,2...0,8	0,1	0,01
$K_{\text{ПР}}$	7,3/1 мэВ	1,2/1 кэВ	40/1 кэВ	300/1 кэВ
$K_{\text{УС}}$	$10^7 \dots 10^8$	$10^8 \dots 10^9$	$10^4 \dots 10^6$	1

Основными элементами сцинтилляционного детектора, определяющими его характеристики, является сцинтиллятор и фотоэлектрический прибор. Фотон с энергией  $E$  выпадает в сцинтиллятор и в результате взаимодействия передает электрону часть своей энергии  $fE$ . В результате упругих и неупругих столкновений электрон всю свою энергию передает атомам, молекулам, электронам сцинтиллятора. Часть поглощенной энергии выделяется в виде фотонов со средней энергией  $h\nu$ . Отношение энергии световой вспышки к энергии, поглощенной в сцинтилляторе, называют конверсивной эффективностью сцинтиллятора  $C_{\text{эф}}$ . Полное число фотонов со средней энергией  $h\nu$ , образовавшееся в сцинтилляторе, равно

$$N_0 = C_{\text{эф}} fE / h\nu. \quad (5.39)$$

В качестве фотоэлектрического прибора чаще всего используются умножители (ФЭУ). Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, в результате фотоэффекта выбивают электроны. Электроны направляются внешним электрическим полем на диоды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой на анод ФЭУ приходит в сотни тысяч раз большее количество электронов, образующих электрический импульс.

Формулу импульсной характеристики высвечивания сцинтиллятора приближенно представляют в виде разности экспонент

$$g(t) \cong A \left[ \exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2) \right] / (\tau_1 - \tau_2), \quad (5.40)$$

где  $A$  – коэффициент, пропорциональный поглощенной энергии излучения и конверсионной эффективности сцинтиллятора;  $\tau_1$  и  $\tau_2$  характеризуют процессы затухания и нарастания интенсивности вспышки.

Кроме основной постоянной высвечивания сцинтиллятора  $\tau_1$ , существует запаздывающая компонента  $\tau_{\text{зн}}$ , обычно  $\tau_{\text{зн}} / \tau_1 \approx 7$ , влияние которой в большинстве случаев можно не учитывать, так как относительная амплитуда запаздывающей компоненты  $G \approx 0,12$ .

Таблица 5.5

## Характеристики сцинтилляторов

Тип сцинтиллятора	$\tau_{1/2}$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_\Phi$	$\rho$	$\lambda_m$	$C_{\text{эф}}$	$Z_{\text{эф}}$	$n$
	нс	нс	нс	нс	г/см <sup>3</sup>	Å			
NaI(Tl)	270	220...270	–	30	3,67	41000	2...2,3	50	1,77
CsI(Tl)	670	710	–	60	4,51	5600	0,7...0,9	54	1,79
Антрацен	30...40	30...40	–	9	1,25	4450	1	5,8	1,62
Стильбен	6...8	4,5...7	1,9	–	1,16	4400	0,5...0,7	5,7	1,62
ППС-1	3,4	2,1...2,5	0,6...0,9	0,4	1,06	4100	0,3...0,4	5,7	1,59

Характеристики наиболее распространенных сцинтилляторов приведены в табл. 5.5, где  $\tau_{1/2}$  – длительность импульсной характеристики на полувысоте;  $\tau_\Phi$  – время нарастания фронта импульса на уровне 0,1...0,9 максимального значения;  $\rho$  – плотность;  $\lambda_m$  – максимум спектра люминесценции;  $Z_{\text{эф}}$  – эффективный атомный номер;  $n$  – коэффициент преломления.

В неорганических сцинтилляторах обычно  $\tau_2 \ll \tau_1$ , вследствие чего вторая экспонента в выражении (5.46) мало влияет на полуширину и форму импульса, тогда как в органических величинах  $\tau_2$  одного порядка с  $\tau_1$ .

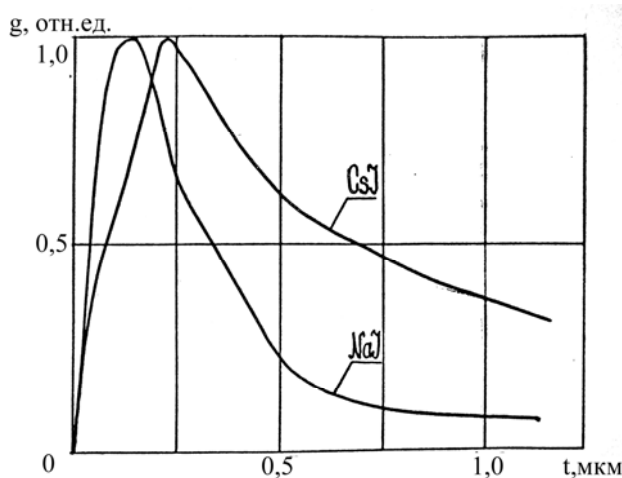


Рис. 5.25. Импульсные характеристики высвечивания сцинтилляторов

На рис. 5.25 представлены формы импульсов высвечивания сцинтилляторов NaI(Tl) и CsI(Tl), изменение при разрешающем времени аппаратуры 3,5 нс.

Из известных сцинтилляторов, кроме ZnS(Ag), NaI(Tl) имеет самый высокий световыход, и, в отличие от ZnS(Ag), он обладает высокой прозрачностью. Основным недостатком NaI(Tl) – его гигроскопичность, поэтому детектор должен быть защищен

от влаги. Эффективность регистрации рентгеновского излучения в различной энергии монокристаллом длиной  $l = 1,5$  см представлена в табл. 5.6:

$$\varepsilon = (1 - e^{-\mu_n l}) \cdot 100 \% . \quad (5.41)$$

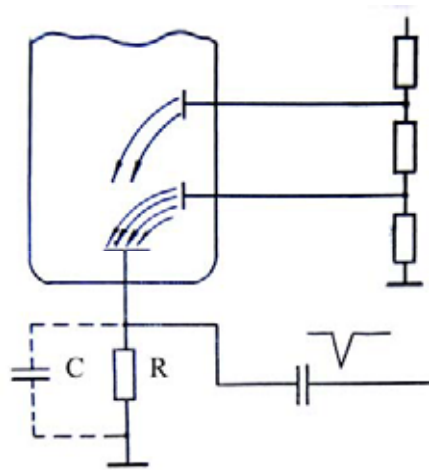


Рис. 5.26. Схема съема сигнала с ФЭУ

Быстродействие ФЭУ, определяемое, в основном, его конструкцией, оценивается с помощью ряда параметров, представленных в табл. 5.7, для некоторых типов ФЭУ. Временные характеристики получают на основе анализа формы импульса на выходе ФЭУ, возникающего при освещении фотокатода световой вспышкой длительностью менее 3 нс.

Таблица 5.6

*Эффективность регистрации излучения монокристаллом NaI(TL)*

Энергия излучения, кэВ	Коэффициент ослабления $\mu$ , см <sup>-1</sup>	Коэффициент преобразования $\mu_n$ , см <sup>-1</sup>	Эффективность преобразователя, %
40	66,7	31,0	100
60	22,8	14,4	100
80	10,4	7,33	100
100	5,68	4,18	99,8
150	2,06	1,50	89,5
200	1,11	0,733	66,7
300	0,565	0,307	36,9

Таблица 5.7

*Характеристики ФЭУ*

	$d$ , мм	$\Delta\tau$ , нс	$S$ , мА/нс	$\tau_{\Phi}$ , нс	$\tau_{0,1}$ , нс	$I_m(I_{\Lambda})$ , А	$\tau_{1/2}$ , нс	$U$ , кВ	М
ФЭУ-30	50	—	—	2...3	10	0,7	4,2...5,5	3,8	$10^8 \dots 10^9$
ФЭУ-36	34	2	200	1,5...2,5	7	0,5...1	4,2...4,5	2	$10^7$
ФЭУ-72	—	—	—	2,0...2,3	—	—	4,2...4,5	—	$10^7$
ФЭУ-77	5	—	—	2,5	7	0,3	—	—	—
ФЭУ-87	20	1	—	2	4,5	0,2	—	—	—

В таблице обозначено:

$d$  – диаметр рабочей площади фотокатода;

$\Delta\tau$  – разброс времени пролета электронов по фотокатоду;

$\tau_\phi$  – длительность фронта по уровню 0,1...0,9 амплитуды;

$\tau_{1/2}$  – длительность импульсной характеристики на полувысоте;

$\tau_{0,1}$  – ширина импульсной характеристики по уровню 0,1;

$I_m, I_l$  – максимальная амплитуда импульса анодного тока и, соответственно, максимальный линейный ток;

$S$  – крутизна фронта импульса;

$U$  – напряжение питания;

$M$  – коэффициент усиления.

Импульсную характеристику ФЭУ часто аппроксимируют гауссовым нормальным распределением.

Полное время пролета электронов в ФЭУ для различных типов приборов составляет от 16 до 45 нс. Обычно считают, что время пролета составляет 30 нс. Импульсные характеристики зависят от режимов питания из-за образования объемного заряда на последних каскадах ФЭУ и утомления динодов.

В зависимости от схемы включения сопротивления нагрузки с выхода ФЭУ можно снимать отрицательный ( $R$  в цепи анода) или положительный ( $R$  в цепи последнего динода) импульс.

Без учета флуктуаций числа электронов, заряд на выходе ФЭУ имеет следующий вид:

$$\theta(t) = N_0 e M R C \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] / (\tau - RC), \quad (5.42)$$

где  $C$  – эквивалентная емкость выхода ФЭУ. Предполагается, что в сцинтилляторе фотоны испускаются по экспоненциальному закону с временем высвечивания  $\tau$  и вырывают из фотокатода  $N_0$  электронов. Из выражения (4.48) следует, что при  $RC \gg \tau$ , импульс за время порядка  $5\tau$  достигает своего максимального значения, равного  $n_0 e M / C$ , а затем спадает по экспоненте с постоянной  $I / RC$ . Если  $\tau \gg RC$ , то импульс достигает своего максимального значения за время порядка  $5RC$ , а спадает по экспоненте с постоянной  $\tau$ . Максимальное значение амплитуды при этом пропорционально  $N_0 e M R / \tau$ . Из выражения (5.42) следует, что время  $t_{\max}$ , при котором импульс достигает своего максимального значения, равно:

$$t_{\max} = \ln \left[ \frac{\tau}{RC} \right] \tau RC / (\tau - RC). \quad (5.43)$$

Следовательно, при  $RC < \tau$  передний фронт импульса можно получить достаточно коротким, но за счет потери в амплитуде в  $RC/\tau$  раз. В действительности длительность переднего фронта импульса будет ограничена длительностью импульса рентгеновского излучения и временными флуктуациями различного происхождения. Выражение для формы импульса напряжения в более общем виде с учетом амплитудного распределения сигналов в детекторе получено численным интегрированием выражения:

$$\varphi(x, \lambda, \tau) = \frac{1}{\tau} \left( -x/\tau \right) \int_0^x [\exp x/\tau] F(x, \lambda) dx, \quad (5.44)$$

где  $F(x, \lambda)$  – нормированная функция токовых сигналов с детектора;  $x, \tau$  – нормированное время и нормированная постоянная времени детектора;  $\lambda$  – коэффициент асимметрии функции.

Таким образом, изменяя параметры нагрузочной цепи ФЭУ можно в широких пределах варьировать длительностью фронта импульса с детектора.

В случае использования выносного блока детектора следует учитывать время прохождения сигнала по кабелю и увеличение фронта импульса за счет интегрирования на кабеле. Постоянная интегрирования для кабеля РК-50-11-13 составляет  $\tau_k = 11$  нс, а для кабеля РК-50-3-13 –  $\tau_k = 30$  нс, время прохождения сигнала – 5 нс/м.

В настоящей работе применен ФЭУ-60 с электрической фокусировкой, так как он имеет наибольшие габариты, относительно невысокое рабочее напряжение, а спектральная чувствительность его фотокатода хорошо согласуется со спектром высвечивания сцинтиллятора NaI(Tl). Некоторые параметры ФЭУ-60 представлены в табл. 5.8. Схема включения ФЭУ представлена на рис. 5.26. Для того, чтобы при прохождении тока через ФЭУ, напряжение на его электродах не изменялось и, таким образом, не затягивался фронт выходного импульса, ток через делитель напряжения должен задаваться существенно больше анодного тока ФЭУ. При регистрации кратковременных импульсов, чтобы избежать нарушения линейности анодного тока и не увеличивать, соответственно, ток делителя, последние звенья делителя шунтируют конденсаторами. Величины емкостей рассчитывают по формуле

$$C_{n-i} = 100g/3^{n-i}U_i, \quad (5.45)$$

где  $g$  – заряд импульса анодного тока;  $U_i$  – межкаскадное напряжение;  $n$  – особое число.

При использовании монокристалла NaI(Tl) диаметром 10мм и длиной 15 мм, амплитуда импульса напряжения на нагрузочном резисторе 1 кОм составила 15...20 В, что достаточно для его дальнейшего формирования средствами транзисторной электроники. Напряжение питания ФЭУ составляет 1,7 кВ. Для согласования выходного сопротивления детектора со входным сопротивлением схемы запуска применен эмиттерный повторитель на составном транзисторе, позволяющий получить большой коэффициент усиления мощности. Длительность фронта импульса на входе схемы запуска на уровне 0...0,9 составила 60 нс. Полагая, что порог срабатывания схемы запуска соответствует уровню 0,9 от амплитуды импульса, и учитывая задержку сигнала в ФЭУ (30 нс) и в эмиттерном повторителе – единицы нс, получаем, что суммарная задержка сигнала с блока детектора не превышает 100 нс.

Таблица 5.8

Параметры ФЭУ-60

Тип ФЭУ	Область спектр. чувст., нс	Максим. диаметр, мм	Максим. посад. длина, мм	Диаметр рабочей площади фотокатода, мм	Число каскадов усиления	Предельно допустимый средний анодный ток, А	Предельно допустимое анодное напряжение, В
ФЭУ-60	300...600	15	59	10	10	$5 \cdot 10^{-5}$	1800

Временная нестабильность детектора при указанной длине сцинтиллятора в случае мощного рентгеновского импульса будет определяться собственными временными разрешениями ФЭУ  $\Delta\tau_{\phi} \leq 7$  нс. В случае слабого рентгеновского импульса временная нестабильность будет определяться статистическим характером появления света в сцинтилляторе. Минимальная временная дисперсия при этом оценивается как  $D \geq 2(\tau/N_0)^2$ , где  $\tau$  – постоянная высвечивания сцинтиллятора,  $N_0 \approx 10$ ,  $\tau = 250$  нс (NaI(Tl)). Нестабильность, обусловленная статистикой появления световых фотонов анодного тока  $6 \cdot 10^{-9}$  Кл, соответствующая экспериментальным результатам с рентгеновским излучением МИРА-2Д  $N_0 \approx 100$ . Тогда общую временную нестабильность сцинтилляционного блока  $\Delta\tau$  можно оценить как

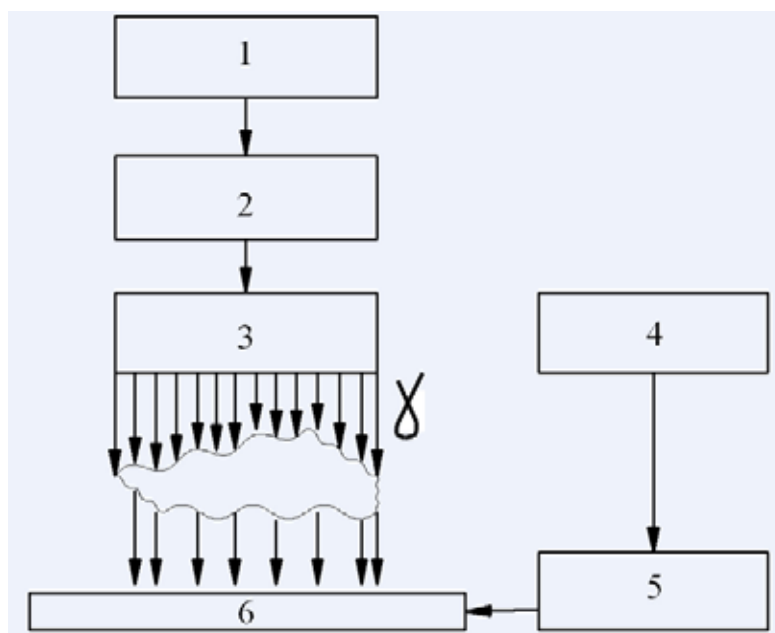
$$\Delta\tau = \Delta\tau_{\phi} + \Delta\tau_c \approx 10 \text{ нс.} \quad (5.46)$$

Монокристалл и ФЭУ заключены в светонепроницаемый металлический экран. Для улучшения оптического контакта со сцинтиллятором на входное окно ФЭУ нанесена силиконовая смазка и блок герметизирован.

#### **5.4. Установка рентгеновская импульсная с газоразрядным преобразователем (испытательный стенд)**

##### **5.4.1. Назначение и технические данные установки**

Установка рентгеновская импульсная с ГРП (рис. 5.27) предназначена для экспериментального исследования параметров ГРП, в том числе ГРП с внутренней памятью и демонстрации их возможностей в задачах объектов поиска.



*Рис. 5.27. Структурная схема экспериментальной установки*

Установка состоит из двухканального высоковольтного генератора питания 2, излучательной головки (РА) 3 от импульсного рентгеновского аппарата ДИНА-1 (табл. 1.2) и пульта управления 1. Для крепления излучательной головки и футляра для макетов ГРП с зеркалом бокового наблюдения в состав установки дополнительно включены два штатива.

##### **5.4.2. Технические данные установки следующие**

- 5.4.2.1. Режим работы: однократный или непрерывный с частотой 5...40 Гц.
- 5.4.2.2. Длительность импульса излучения  $10^{-8}$  с. Доза рентгеновского излучения на расстоянии 1 м от выходного окна излучателя не



более  $5 \cdot 10^{-8}$  Кл/кг за один импульс. Эффективная энергия спектра рентгеновского излучения 60 кэВ.

- 5.4.2.3. Амплитуда импульсов питания ГРП регулируется в пределах 7...16 кВ или 14...28 кВ для двух разных модификаций схем оконечного каскада ГИН ГРП.
- 5.4.2.4. Задержка импульса питания ГРП (блок 4 рис. 5.27) относительно импульса излучения регулируется в пределах  $(0...2) 10^{-6}$  с.
- 5.4.2.5. Допустимое число срабатываний за 10 мин – не более 5000.
- 5.4.2.6. Питание от сети переменного тока 220 В  $\pm$  20 % частотой  $50 \pm 10$  Гц. Потребляемая мощность – не более 200 Вт.
- 5.4.2.7. Габаритные размеры установки (мм):
  - двухканального генератора – 200×350×160;
  - пульта управления – 200×95×65;
  - излучателя РА – 330×75×75.
- 5.4.2.8. Масса:
  - двухканального генератора – 8 кг;
  - пульта управления – 0,6 кг;
  - излучателя РА – 3,5 кг.

## 5.5. Телевизионная система съема и передачи информации

Основание для выбора промышленной телевизионной установки (ПТУ) служит выбор типа передающей телевизионной трубки. От ее характеристик, в основном, зависит качество полученного телевизионного изображения. Очевидно, что для регистрации кратковременных световых вспышек, каковыми являются изображения с ГРП, необходимы передающие трубки, обладающие свойствами запоминания изображения. В промышленных телевизионных установках широко применяются два вида передающих трубок, обладающих этим свойством: суперортиконы и видиконы.

Суперортиконы – передающая телевизионная трубка с переносом изображения, использующая внешний фотоэффект, имеет секцию усиления видеосигналов, представляющую из себя вторично-электронный умножитель. Вследствие этого суперортикон обладает высокой чувствительностью к свету.

Видикон – передающая трубка с фотосопротивлением. Мишень видикона представляет полупроводниковую пластину и для преобразования оптического изображения в электрический сигнал, используется внутренний фотоэффект. Чувствительность видикона ниже. Необходимо отметить, что видиконы, в отличие от суперортиконов, гораздо проще по конструкции, дешевле и требуют более легких рабочих условий. Телевизионные системы на основе видиконов проще в настройке. Не-

маловажен и тот факт, что видикон менее подвержен наводкам, возникающим при высоковольтном разряде в ГРП. Все это делает использование видиконов предпочтительным для применения в телевизионной системе, предназначенной для регистрации изображений с ГРП.

Однако окончательно вопрос о выборе передающей телевизионной трубки может быть решен при учете светотехнических параметров изображений, формируемых на мишени передающей телевизионной трубки. Важнейшие из них – это освещенность на мишени и экспозиция (количество освещения), пропорциональная освещенности и времени освещения.

При условии  $l \gg f$  (где  $l$  – расстояние от источника изображения до объектива телекамеры и  $f$  – фокусное расстояние объектива) освещенность на мишени передающей телевизионной трубки при непрерывной засветке определится по формуле

$$E = \frac{\pi \cdot B \cdot \psi^2 \tau}{4(m+1)^2}, \quad (5.47)$$

где  $B$  – яркость светящейся поверхности ГРП;  $\psi$  – относительное отверстие объектива;  $m$  – масштаб преобразования изображения;  $\tau$  – коэффициент пропускания света объективом.

Вычисления дают  $B \approx 1$  лк. Такая освещенность находится у нижнего порога освещенностей для передающих трубок типа видикон. Окончательно вопрос о возможности применения видиконных ПТУ может быть решен при рассмотрении работы этой трубки в режиме однократных импульсных засветок. Характеристики передающих трубок в этом режиме могут существенно отличаться от характеристик при постоянных засветках. Это обусловлено двумя факторами:

- 1) процесс записи и считывания потенциального рельефа на мишени трубки разделены;
- 2) накопление и считывание потенциалов происходит в нестандартных условиях.

Нами были проведены расчеты параметров видиконов с одноимпульсным режимом. В расчетах использовалась RC – модель накопителя. Процесс формирования сигнала, исходя из принятой модели, описывается уравнением

$$R(t) \cdot C \cdot \frac{dU_c(t)}{dt} + U_c(t) = 0, \quad (5.48)$$

где  $R(t)$  – сопротивление, через которое осуществляется разряд накопительной емкости  $C$ -мишени;  $U_c$  – напряжение на элементе мишени.

Сопротивление  $R(t)$  определяется условиями освещения и может быть найдено из выражения

$$R(t) = \frac{1}{\sigma_T + \Delta\sigma_\Phi(t)}, \quad (5.49)$$

где  $\sigma_T$  – собственная темновая проводимость полупроводника;  $\Delta\sigma_\Phi(t)$  – неравновесная избыточная проводимость мишени, обусловленная засветкой.

Из решения уравнения рекомбинации может быть найдено  $\Delta\sigma_\Phi(t)$ :

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta \cdot I(t) - \gamma [\Delta n \cdot n_0 + (\Delta n)^2], \quad (5.50)$$

где  $\Delta n$  – неравновесная избыточная концентрация носителей;  $n_0$  – равновесная концентрация носителей;  $\gamma$  – коэффициент рекомбинации;  $I(t)$  – интенсивность подающего света;  $\beta$  – квантовая эффективность мишени;

$$\Delta\sigma_\Phi(t) = e \cdot \mu_e \cdot \Delta n, \quad (5.51)$$

где  $e$  – элементарный заряд;  $\mu_e$  – подвижность носителей.

Если в качестве источника света использован ГРП с люминофорным слоем

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (5.52)$$

где  $I_0$  – амплитуда импульса света;  $\tau$  – постоянная высвечивания люминофора, то выражение для добавочной проводимости будет иметь следующий вид:

$$\Delta\sigma_\Phi(t) = \frac{\sigma_0}{(1-\alpha)} (e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_H}) + \sigma_{OT} e^{-t/\tau_H}, \quad (5.53)$$

где  $\tau_H = \frac{1}{\gamma n_0}$  – время жизни носителей в полупроводнике мишени;

$\sigma_0 = e \mu_e \beta I_0 \tau_H$  – проводимость мишени в установившемся режиме;

$\sigma_{OT} = e \mu \Delta n_{OT}$  – начальная темновая неравновесная проводимость.

Теперь можно найти напряжение сигнала на мишени видикона из выражения

$$U_0(t) = U_0 e^{-1/c} \int [\sigma_T + \Delta\sigma_\Phi(t)] dt. \quad (5.54)$$

Анализ решения показывает, что сигнал определяется как свойствами мишени видикона, так и параметрами импульсов засветки. Отсюда следует также два важных практических вывода.

Во-первых, напряжение сигнала, формируемого на мишени передающей трубки, значительно зависит от экспозиции, создаваемой на ней источником света. В случае слабых засветок напряжение сигнала прямо пропорционально экспозиции. При условии, что два импульса создают одинаковую освещенность, более короткий из них эффективнее. Физическое объяснение этому может дать следующее. Более короткий импульс имеет большую амплитуду и темп генерации носителей в этом случае выше, а интенсивность нарастания сигнала меньше.

Во-вторых, инертность нарастания сигнала на мишени довольно высока. Из этого следует, что, если считывание сигнала начинается сразу после засветки, неравномерность сигнала по кадру будет большой. Это приведет к появлению темной полосы в изображении на экране телевизионного монитора. Таким образом, при одноимпульсной регистрации информации режим непрерывного считывания сигнала не оптимален. На время экспозиции и накопления сигнала на мишени считывающий электронный луч видикона должен быть заперт. Такой режим выгоден с двух сторон: повышается равномерность сигнала по кадру и за счет накопления увеличивается амплитуда сигнала.

Проведенные нами расчеты показали, что режим импульсного экспонирования даст сигнал несколько меньше, чем при эквивалентном непрерывном освещении, так как закон взаимозаменяемости для видиконов в общем случае не выполняется. Однако при уровнях освещенности мишени трубки, которую обеспечивает ГРП, этот проигрыш невелик.

Качество изображения, получаемого с передающей телевизионной трубки, определяется не только величиной сигнала, но и отношением сигнал/шум. Генерируемый видиконом сигнал обладает невысоким уровнем шумов. Поэтому при передаче изображений с помощью телевизионных камер на видиконах при использовании широкополосных усилителей основную роль играют шумы усилителя, а не шумы трубки, и отношение сигнал/шум на выходе передающей камеры растет пропорционально току сигнала.

Шумовой сигнал видикона образуется за счет нескольких факторов – шумов мишени и шумов считывающего луча. Шумы мишени складываются из тепловых шумов носителей тока генерационно-рекомбинационных и избыточных шумов.

Заметный вклад в шум видикона вносят лишь генерационно-рекомбинационных шум и шум тока считывающего луча. Однако эти шумы меньше шума усилителя передающей камеры.

Таким образом, мы показали, что для воспроизведения изображения с ГРП с люминесцентным слоем может быть использовано серийное видиконное ПТУ. Из соображений компактности, простоты и дешевизны

для экспериментов можно рекомендовать, например, ПТУ-42. Для регистрации одноимпульсных изображений нами ПТУ было доработано. Были изменены схемы регулировки режимов передающей телевизионной трубки и введены дополнительные буферные каскады и разъемы для ввода синхросигналов (кадрового и строчного). Была разработана схема синхронизации работы ПТУ и источника питания мозаичного блока.

### **5.6. Блок записи телевизионного изображения**

С точки зрения принципиального решения вопроса нами был опробирован блок записи, хранения и воспроизведения телевизионного изображения, полученного со стандартной передающей телевизионной камеры ПТУ.

Основные технические характеристики блока:

- 1) режим записи – 1 полукадр телевизионного сигнала;
- 2) разрядность видео АЦП – 6 разрядов;
- 3) максимальное число передаваемых градаций – 64;
- 4) объем оперативной памяти – 128 кБ, 6 разрядных слоев (256 строк по 512 элементов в строке).

Конструктивно блок записи телевизионного изображения состоит из платы управления с платой АЦП, платы синхронизации и трех плат оперативного запоминающего устройства.

Видеосигнал с передающей телевизионной камеры образуется в видео-АЦП (аналого-цифровой преобразователь) в цифровой 6-разрядный код, который записывается в запоминающее устройство, построенное таким образом, что на каждую палату производится запись 2-х разрядов числа. Частота разложения входного телевизионного сигнала составляет 10 мГц, т. е. период обращения к ОЗУ должен в этом случае составлять меньше 100 нс. Использование в ОЗУ микросхемы имеют цикл записи более 400 нс. Проблема разрешается путем записи в ОЗУ одновременно по 8 чисел. Формирование управляющих сигналов для записи в ОЗУ и считывания с него, а также формирование видеосигнала из цифрового кода осуществляет плата управления. Для формирования синхронизирующих кадровых и строчных импульсов, а также сигнала записи в ОЗУ, синхронизированного с началом очередного кадра, служит плата синхронизации.

## **ГЛАВА 6**

### **ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ ГРП**

Для всесторонней оценки качества изображения в преобразователях рентгеновского излучения используются большой набор характеристик, которые в общем случае можно объединить в следующие основные группы: энергетические, частотные, градационные и временные.

К энергетическим относятся: яркость изображения, конверсионный фактор, дозовая чувствительность.

Среди частотных наибольшее распространение получили разрешающая способность и обратно пропорциональная ей величина – нерезкость изображения. Наряду с данными характеристиками при аналитическом описании изображений применяют идеализированные функции рассеяния конкретных объектов: функцию рассеяния точки (ФРТ), функцию рассеяния линии (ФРЛ), краевую функцию (КФ). Посредством частотно-контрастных характеристик (ЧКХ) разрешающая способность изображения связана с контрастом изображения, одной из градационных характеристик.

Кроме контраста изображения к градационным характеристикам относится контрастная чувствительность (пороговый контраст), коэффициент сохранения контраста, динамический диапазон и отношение сигнал/шум.

Временные свойства преобразователей обычно характеризуют инерционностью и динамической нерезкостью.

#### **6.1. Нерезкость изображения и ЧКХ ГРП**

##### **6.1.1. Нерезкость изображения**

Нерезкость изображения может быть обусловлена геометрической, динамической и собственной нерезкостью преобразователя. Рассмотрение последней представляет наиболее существенный интерес.

Собственная нерезкость видимого изображения в газоразрядных преобразователях зависит как от пространственного распределения средней плотности ионизации, так и от параметров лавин. На лавинной стадии разряда основное количество электронов находится в головке лавины. При регистрации она воспринимается как плоский источник света. В связи с этим для определения влияния параметров лавины на нерезкость является достаточным оценка ее радиуса.

Анализ результатов главы 1 показывает, что собственная нерезкость оптического изображения, в основном, зависит от нерезкости скрытого изображения. Определение последней позволяет найти частотно-контрастные характеристики газоразрядных преобразователей.

Предположим, что на одну половину преобразователя падает поток излучения интенсивностью  $I_1$ , а на другую  $I_2 < I_1$ . Тогда контраст рентгеновского изображения равен

$$K_\gamma = \frac{I_1 - I_2}{I_1}. \quad (6.1)$$

При подаче импульса питания на электроды детектора скрытое изображение преобразуется в световое изображение, контраст которого:

$$K_C = \frac{B_1 - B_2}{B_1} = \frac{\Delta B}{B_1}, \quad (6.2)$$

где  $B_1$  и  $B_2$  – яркость одной и другой половины преобразователя, соответственно.

Собственную нерезкость преобразователя можно определить по пограничной кривой по методике, изложенной в работе. По этой методике на пограничной кривой находятся точки  $a$  и  $b$  (рис. 6.1), абсциссы которых удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} B(x_a) &= B_2 + 0,84\Delta B, \\ B(x_b) &= B_2 + 0,16\Delta B. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Через точки  $a$  и  $b$  проводится прямая, пересечение которой с прямыми  $B = B_1$  и  $B = B_2$  фиксируется точками  $A$  и  $B$ .

Анализ пространственного распределения средней плотности ионизации показал, что они с удовлетворительной точностью аппроксимируются функцией

$$B(x) = B_2 + 0,5\Delta B \left\{ 1 + \Phi \left[ 3 \frac{x - x_0}{u} \right] \right\}. \quad (6.4)$$

Здесь  $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  – интеграл вероятности;  $u$  – собственная

нерезкость преобразователя.

Результаты аппроксимации приведены на рис. 6.1–6.6, из которых следует, что собственная нерезкость газоразрядных преобразователей, наполненных неоном, аргоном, криптоном, ксеноном, в диапазоне энергии  $E_\gamma = 40 \dots 100$  кэВ без учета влияния электродов на формирование

скрытого изображения, соответственно, равна 2,3...5,5; 3,0...4,8; 1,0...2,8; 0,4...2,5 мм, а с учетом влияния алюминиевого, дюралюминиевого, медного электродов при неоновом наполнении – 5,0...5,6; 5,4...6,8; 7,8 мм, при аргоновом – 3,4...5,4; 3,4...5,4; 5,0...7,8 мм.

Для определения частотно-контрастной характеристики преобразователя  $R(\omega)$  воспользуемся выражением

$$R(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega x} F(x) dx, \quad (6.5)$$

где  $F(x) = \frac{dB(x)}{dx} = \frac{3}{u\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[3\frac{x-x_0}{u}\right]^2\right\}$  – функция рассеяния. (6.6)

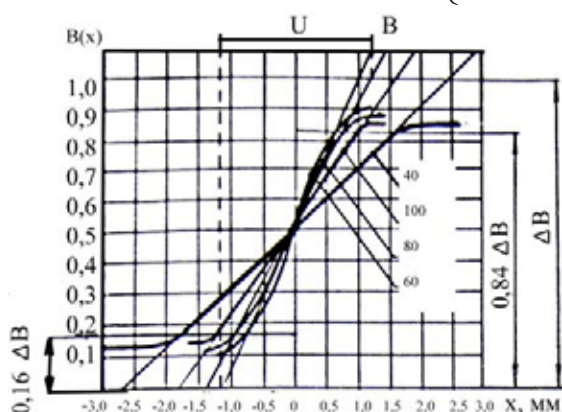


Рис. 6.1. Аппроксимация распределения яркости отрезка границы в неоне

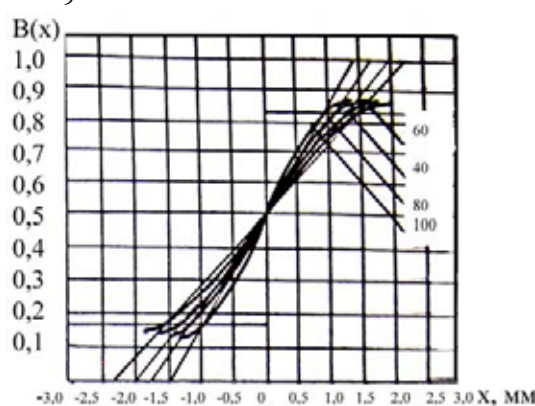


Рис. 6.2. Аппроксимация распределения яркости отрезка границы в аргоне

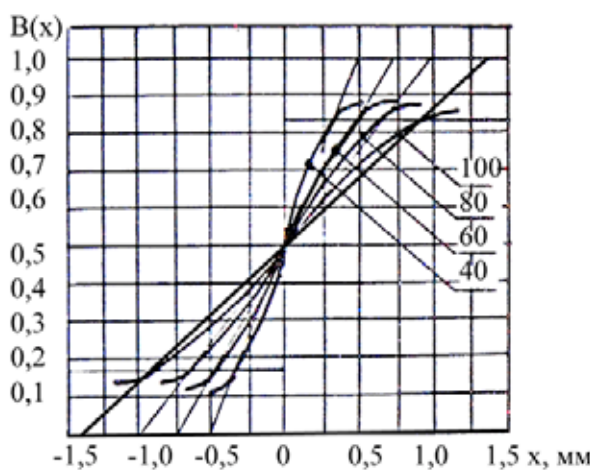


Рис. 6.3. Аппроксимация распределения яркости отрезка границы в криптоне

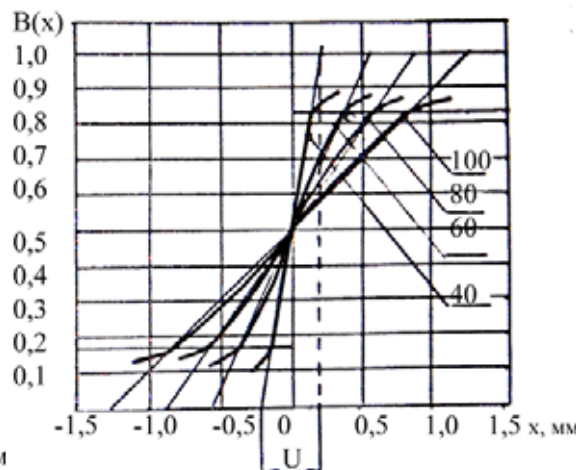


Рис. 6.4. Аппроксимация распределения яркости отрезка границы в ксеноне



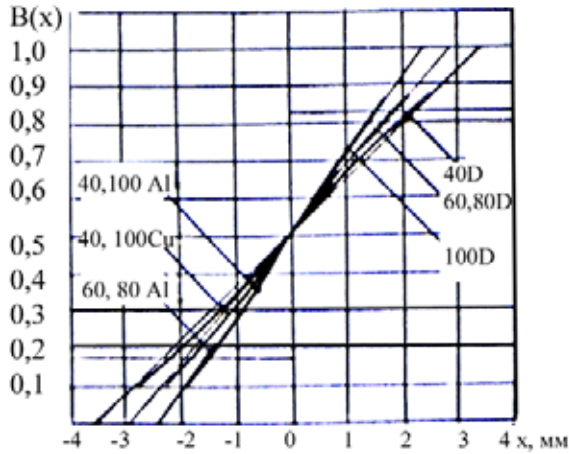


Рис. 6.5. Аппроксимация с учетом металлических электродов в неоне

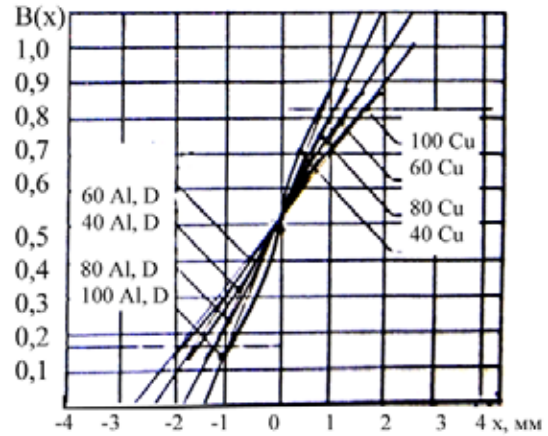


Рис. 6.6. Аппроксимация с учетом металлических электродов в аргоне

Подставив в формулу (6.5) выражение (6.6), получим

$$R(\omega) = \exp[-2,2\nu^2 u^2], \quad (6.7)$$

где  $\omega = 2\pi\nu$  – круговая частота;  $\nu$  – число линий на 1 мм синусоидального тест-объекта.

Тогда

$$R(\nu) = \exp[-2,2\nu^2 u^2]. \quad (6.8)$$

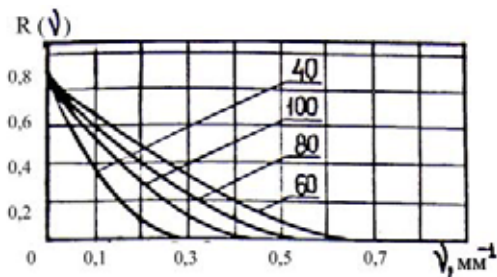


Рис. 6.7. ЧКХ преобразователей с наполнением неоном

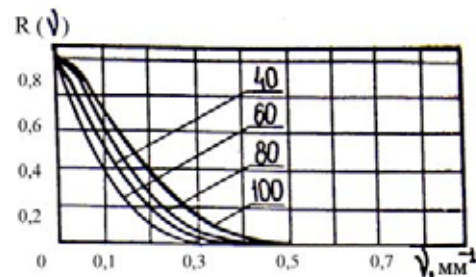


Рис. 6.8. ЧКХ преобразователей с наполнением аргоном

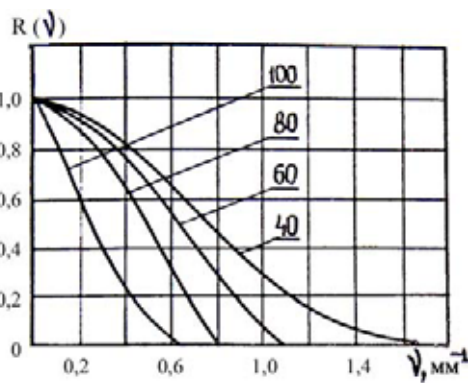


Рис. 6.9. ЧКХ преобразователей с наполнением криптоном

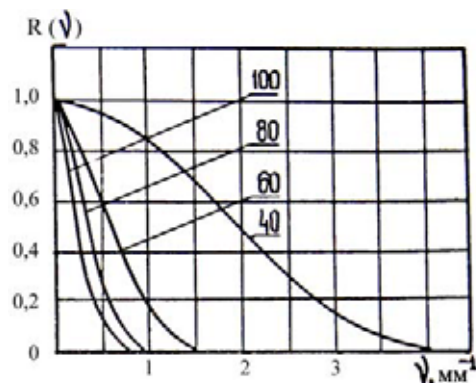


Рис. 6.10. ЧКХ преобразователей с наполнением ксеноном

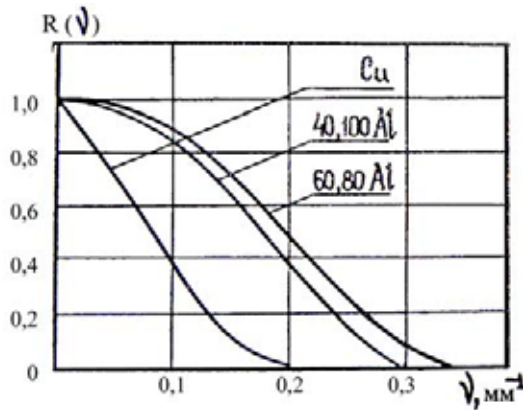


Рис. 6.11. ЧКХ с учетом влияния алюминиевого электрода в неоне

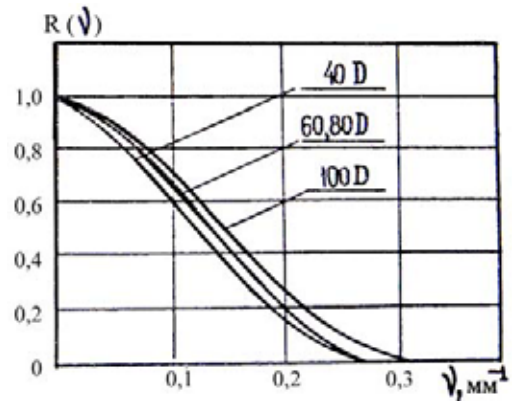


Рис. 6.12. ЧКХ с учетом влияния металлических электродов в неоне

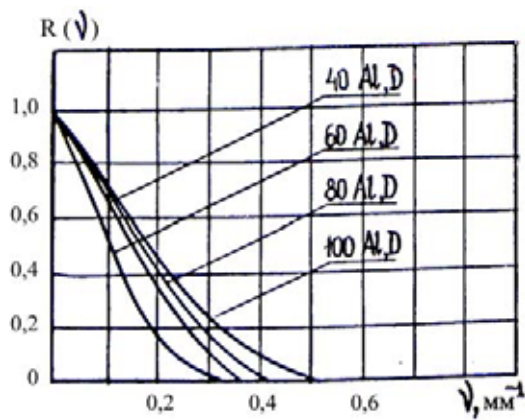


Рис. 6.13. ЧКХ с учетом влияния алюминиевого электрода в аргоне

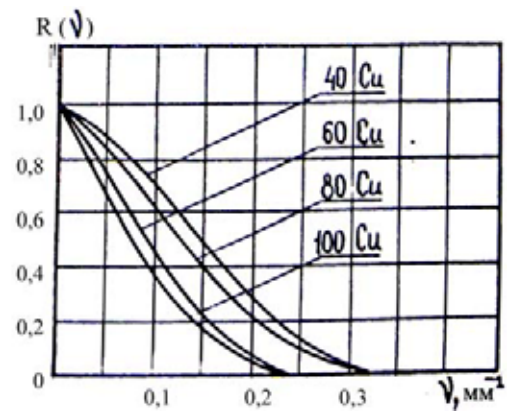


Рис. 6.14. ЧКХ с учетом влияния медного электрода в аргоне

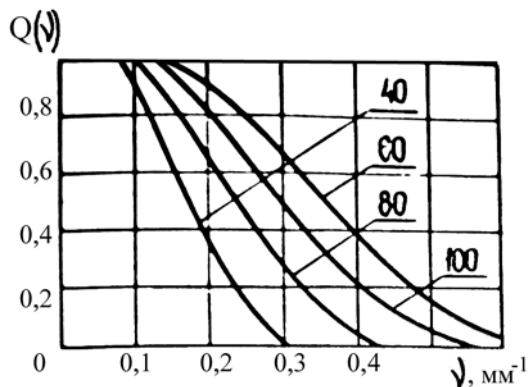


Рис. 6.15. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры без учета металлических электродов в неоне

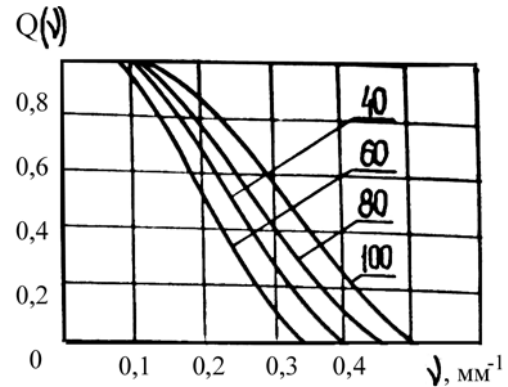


Рис. 6.16. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры без учета металлических электродов в аргоне

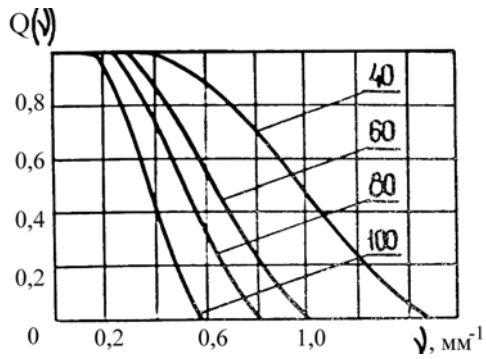


Рис. 6.17. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры без учета металлических электродов в криптоне

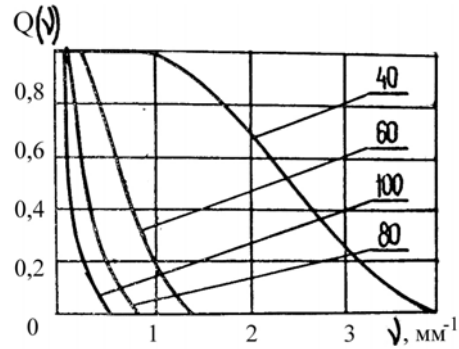


Рис. 6.18. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры без учета металлических электродов в ксеноне

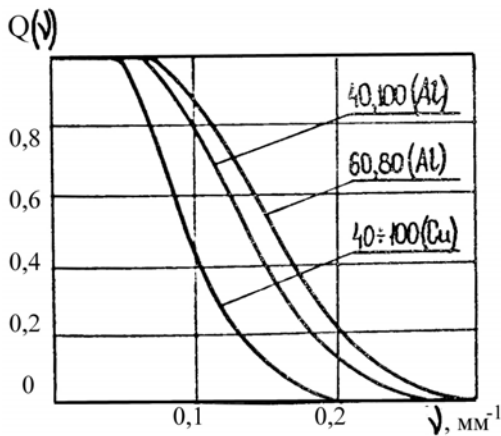


Рис. 6.19. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры с учетом металлических электродов в неоне

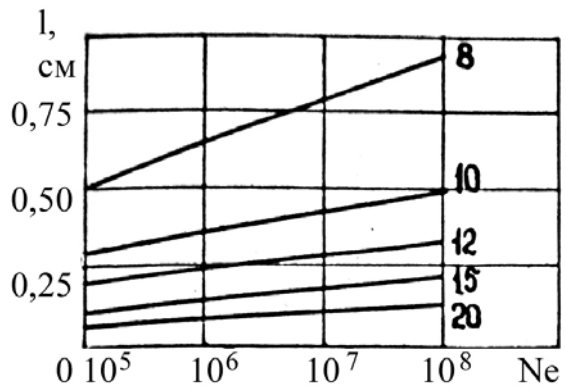


Рис. 6.20. Длина пробега электронов в неоне

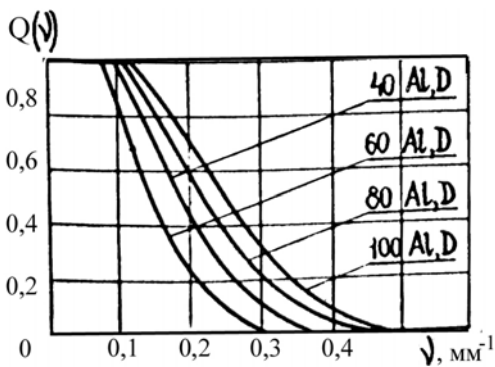


Рис. 6.21. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры с учетом алюминиевых электродов в аргоне

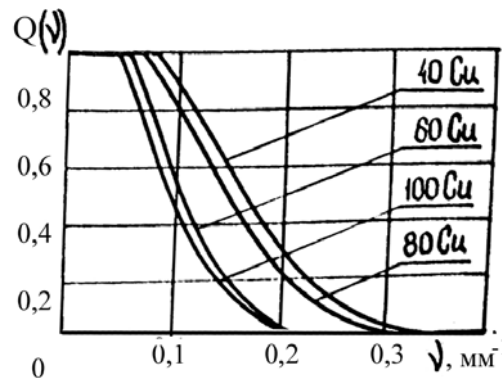


Рис. 6.22. Коэффициент передачи контраста ступенчатой миры с учетом медных электродов в аргоне

При заданном значении  $\nu$  величина  $R(\nu)$  является коэффициентом передачи контраста для синусоидальной миры. Она показывает, во сколько раз контраст оптического изображения  $K_{\text{оп}}(\nu)$  синусоидальной миры на экране преобразователя меньше контраста ее рентгеновского изображения  $K_{\gamma}(\nu)$ :

$$R(\nu) = \frac{K_{\text{оп}}(\nu)}{K_{\gamma}(\nu)}. \quad (6.9)$$

Частотно-контрастные характеристики (ЧКХ) газоразрядных преобразователей, наполненных  $Ne$ ,  $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$ , приведены на рис. 6.7–6.10. При их определении не учитывалось влияние электрода. С его учетом при неоновом и аргоновом наполнениях детектора ЧКХ представлены на рис. 6.11–6.14. Цифры на этих рисунках – энергия рентгеновского излучения, буквы – вид газового наполнения и материала электрода.

По значениям  $R(\nu)$  можно определить коэффициент передачи контраста для ступенчатой миры  $Q(\nu)$ :

$$Q(\nu) = \frac{4}{\pi} \left[ R(\nu) - \frac{R(3\nu)}{3} + \frac{R(5\nu)}{5} - \dots \right]. \quad (6.10)$$

Графики  $Q(\nu)$  представлены на рис. 6.15–6.22. Контраст оптического изображения  $K_{\text{оп}}(\nu)$  ступенчатой миры можно записывать в виде

$$K_{\text{оп}}(\nu) = K_{\gamma}(\nu) \cdot Q(\nu). \quad (6.11)$$

Для решения рассматриваемой задачи представляет интерес оценить контраст оптического изображения металлических полосок и проволочек. В первом случае распределение интенсивности рентгеновского излучения на поверхности преобразователя имеет вид

$$J(x) = \begin{cases} \kappa J_0 e^{-\mu h} & \text{при } |x| \geq \frac{l}{2} \\ \kappa J_0 e^{-\mu h} \left[ 1 - \frac{1}{\kappa} + \frac{\exp(-\mu d)}{\kappa} \right] & \text{при } |x| \leq \frac{l}{2} \end{cases}, \quad (6.12)$$

где  $\kappa$  – фактор накопления;  $J_0$  – интенсивность рентгеновского излучения на поверхности преобразователя при отсутствии объекта контроля;  $h$  – толщина просвечиваемого объекта;  $l$  – ширина полоски;  $d$  – толщина полоски;  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления излучения материалом объекта.

Распределение яркости оптического изображения  $B(x)$ , образующегося на преобразователе равно:

$$B(x) = \delta \int_{-\infty}^{\infty} F(x') J(x - x') dx', \quad (6.13)$$

где  $\delta$  – яркость изображения при единичной интенсивности равномерно распределенного по поверхности преобразователя потока излучения.

Используя формулы (6.5), (6.12) и (6.13), находим яркость свечения изображения в центре полосы ( $x = 0$ ):

$$B(0) = B_{\Phi} \left\{ 1 + \frac{e^{-\mu d} - 1}{\kappa} \cdot \Phi \left[ \frac{3l}{2u} \right] \right\}, \quad (6.14)$$

где  $B_{\Phi} = \delta \kappa J_0 e^{-\mu h}$ .

Тогда максимальное значение оптического контраста определяется из выражения

$$K_{\text{оп}} = \frac{B_{\Phi} - B(0)}{B_{\Phi}} = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\kappa} \cdot \Phi \left[ \frac{3l}{2u} \right]. \quad (6.15)$$

При  $\mu d \ll 1$  выражение (6.15) примет вид:

$$K_{\text{оп}} \approx \frac{\mu d}{\kappa} \Phi \left[ \frac{3l}{2u} \right]. \quad (6.16)$$

Для обнаружения полосы необходимо, чтобы контраст ее оптического изображения на преобразователе превышал пороговый контраст преобразователя  $K_{\Pi}$  или порог контрастной чувствительности прибора  $K_0$ , с помощью которого наблюдается изображение, если  $K_0 \geq K_{\Pi}$ . Полоска выявляется при

$$K_{\text{оп}} = \frac{1 - e^{-\mu d}}{\kappa} \cdot \Phi \left[ \frac{3l}{2u} \right] \geq K_0 \geq K_{\Pi}. \quad (6.17)$$

В случае  $\mu d \ll 1$  выражение (6.17) примет вид:

$$K_{\text{оп}} \approx \frac{\mu d}{\kappa} \cdot \Phi \left[ \frac{3l}{2u} \right] \geq K_0 \geq K_{\Pi}. \quad (6.18)$$

Аналогично определяется максимальное значение оптического контраста при просвечивании проволоочки диаметром  $d$ , расположенной за слоем того же материала толщиной  $h$ . Если принять  $\mu d \ll 1$ , то распределение интенсивности рентгеновского излучения на поверхности преобразователя запишется в виде:

$$J(x) = \begin{cases} \kappa J_0 e^{-\mu h} & \text{при } |x| \geq \frac{d}{2} \\ \kappa J_0 e^{-\mu h} \left[ 1 + \frac{\mu d}{\kappa} \sqrt{1 - \left( \frac{2x}{d} \right)^2} \right] & \text{при } |x| \leq \frac{d}{2} \end{cases} \quad 6.19$$

Тогда максимальный контраст оптического изображения проволоочки равен:

$$K_{\text{оп}} \approx \frac{\mu d}{\kappa} \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{d}\right)^2} \psi(\xi), \quad 6.20$$

где  $\psi(\xi) = \frac{3\xi}{\sqrt{2\pi}} \int_0^1 \sqrt{1-y^2} \exp(-1,125\xi^2 y^2) dy$ ,  $\xi = \frac{d}{u}$ .

Зависимость максимального контраста оптического изображения проволоочки диаметром  $d = 0,4$  мм от энергии рентгеновского излучения при дюралюминиевом электроде, различном газовом наполнении детектора и  $\kappa = 1$  приведены на рис. 6.23. Принимая порог контрастной чувствительности прибора, с помощью которого наблюдается изображение,  $K_0 = 0,04$ , можно сделать вывод, что требования рассматриваемой задачи удовлетворяют газоразрядные преобразователи, наполненные криптоном и ксеноном, если энергия рентгеновского излучения не превышает 70...80 кэВ. В случае неоновом и аргоновом наполнении энергии излучения  $E_\gamma \leq 50$  кэВ.

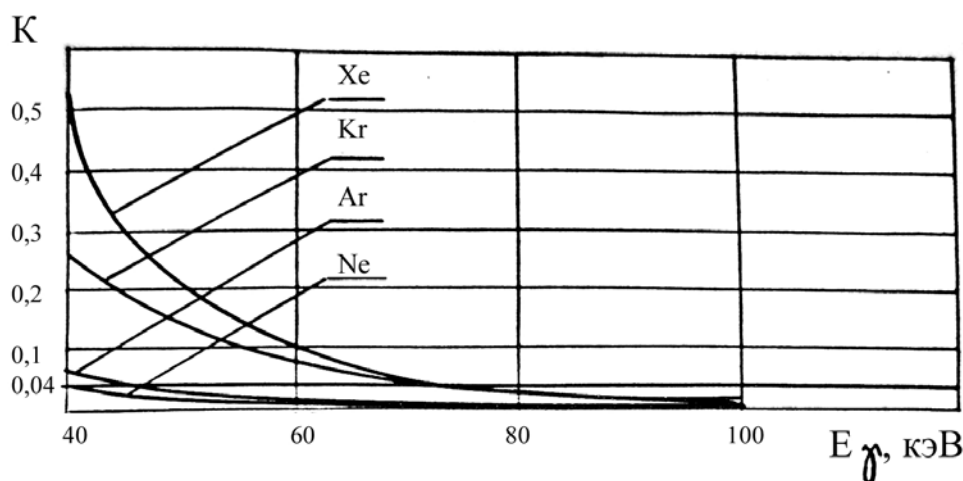


Рис. 6.23. Максимальный контраст оптического изображения

### 6.1.2. Дозовая чувствительность ГРП

Основным требованием при разработке системы для указанных целей является малая доза облучения объекта контроля. Знание дозовой чувствительности и характеристик объекта позволяет найти дозу, получаемую последним за время контроля. Наиболее важным вопросом при решении этой задачи – определение дозовой чувствительности преобразователя, основного звена системы.

Ранее показано, что изображение в газоразрядных преобразователях формируется как электронами, образовавшимися в газовом наполнении ГРП, так и электронами, вышедшими в рабочий объем из его

электродов. Обозначим вероятность появления электрона в газоразрядном зазоре через  $P_1(E)$ . Вероятность образования лавины при выбранных режимах питания преобразователя можно считать равной единице. Предположим, что падающий поток рентгеновского излучения на преобразователь распределен по закону Пуассона с плотностью  $N_1$ . Тогда вероятность того, что при попадании на площадку  $S$  хотя бы одного кванта в объекте  $\Delta V = Sd_z$  образуется лавина, находится по формуле

$$P_2 = 1 - \exp[-N_1 S P_1(E)] = 1 - \exp[-\Phi t S P_1(E)], \quad (6.21)$$

где  $\Phi$  – поток рентгеновского излучения;  $t$  – время.

Отсюда

$$\Phi = -\frac{\ln(1 - P_2)}{S t P_1(E)}. \quad (6.22)$$

Для моноэнергетического излучения мощность экспозиционной дозы:

$$P' = \mu_{b\varnothing}(E) \Phi E, \quad (6.23)$$

где  $\mu_{b\varnothing}(E)$  – массовый коэффициент передачи энергии для воздуха;  $E$  – энергия рентгеновского излучения.

Тогда доза в импульсе равна

$$P_{умп} = -\frac{\mu_{b\varnothing}(E) E}{S t_{умп} P_1(E)} \cdot \ln(1 - P_2). \quad (6.24)$$

Для немонаэнергетического излучения выражение (6.24) примет вид:

$$P_{умп} = \frac{[\overline{\mu_{b\varnothing}(E)} \cdot \overline{E} \cdot \ln(1 - P_2)]}{S t_{умп} P_1(E)}. \quad (6.25)$$

Значение  $\overline{\mu_{b\varnothing}(E)}$  и  $\overline{E}$  находится по формуле

$$\overline{\mu_{b\varnothing}(E)} = \frac{\int_{E_0}^{E_{\max}} \mu_{b\varnothing}(E) \varphi(E) dE}{\int_{E_0}^{E_{\max}} \varphi(E) dE}, \quad (6.26)$$

$$\overline{E} = \frac{\int_{E_0}^{E_{\max}} E \varphi(E) dE}{\int_{E_0}^{E_{\max}} \varphi(E) dE}, \quad (6.27)$$

где  $\varphi(E)$  – функция спектра падающего излучения.

При визуальном наблюдении изображения доза в импульсе может быть снижена за счет инерции зрения, если частота следования импульсов излучения и питания преобразователя  $f > \frac{1}{t_{ин}}$ , где  $t_{ин}$  – время инерции зрения. Предполагая, что условия развития лавин от импульса к импульсу не изменяются, и используя частотную теорему о повторении опытов, находим вероятность появления хотя бы одной лавины в объеме  $\Delta V$  при  $n$  импульсах излучения питания:

$$P_{1,n} = 1 - (1 - P_2)^n, \quad (6.28)$$

где  $n = t_{ин} \cdot f$ .

Тогда доза в импульсе при частотном режиме работы преобразователя равна

$$P^{f_{имп}} = -\frac{\mu_{b\gamma}(E)E}{St_{имп}P_1(E)} \cdot \ln \sqrt{1 - P_{1,n}}. \quad (6.29)$$

Результаты расчетов зависимости дозы в импульсе от энергии излучения в диапазоне 40...100 кэВ при  $f = 25$  Гц;  $t_{ин} = 0,15$  с;  $P_2 = P_{1,n} = 0,9$ ;  $\nu$  до 1 линии/мм для преобразователей, наполненных криптоном и ксеноном, и  $\nu = 0,3$  линии/мм для ГРП с неоном и аргоном приведены на рис. 6.24–6.27. Из них следует, что доза в импульсе увеличивается с возрастанием энергии и, соответственно, равна 4...18, 0,5...5 и 50...95, 20...70 мкР/имп.

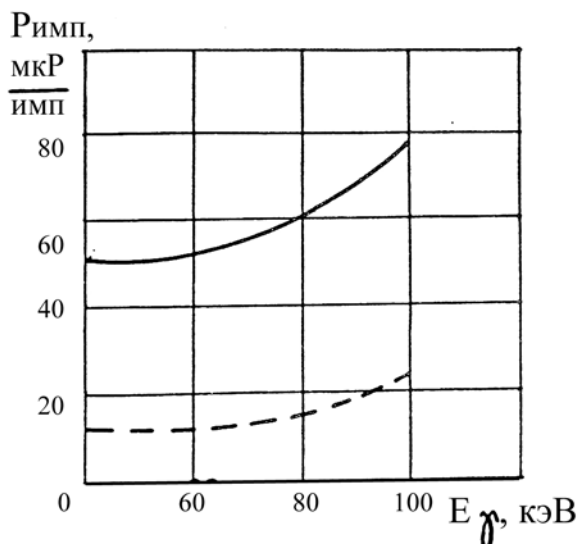


Рис. 6.24. Зависимость дозы в импульсе от энергии излучения в неооне

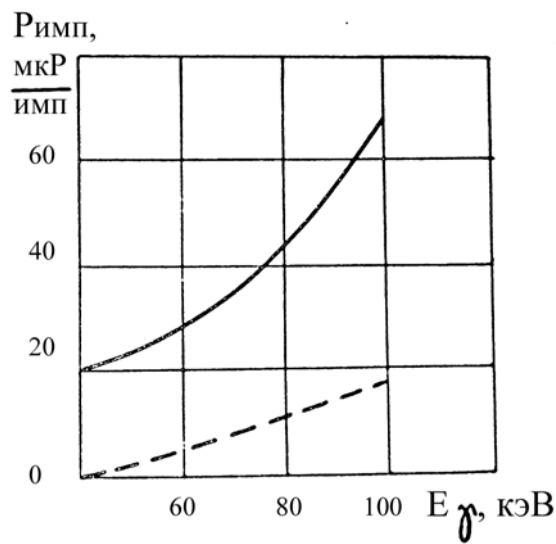


Рис. 6.25. Зависимость дозы в импульсе от энергии излучения в аргоне



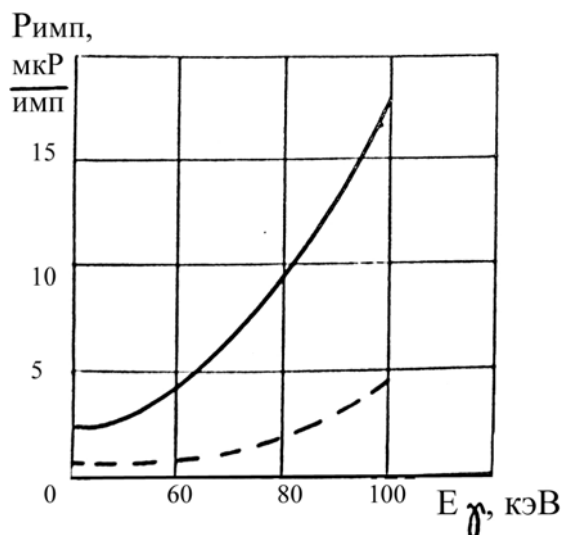


Рис. 6.26. Зависимость дозы в импульсе от энергии излучения в криптоне

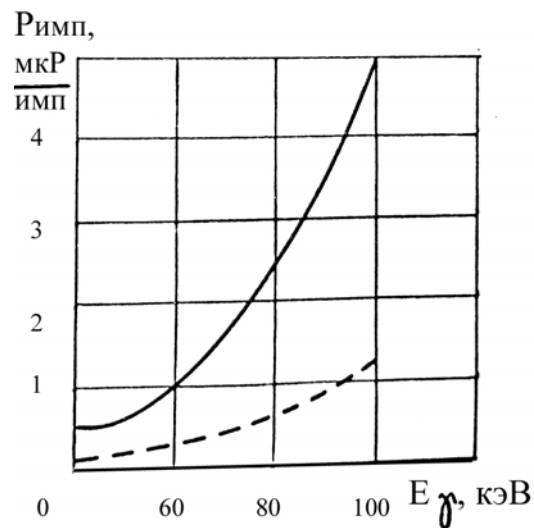


Рис. 6.27. Зависимость дозы в импульсе от энергии излучения в ксеноне

Таким образом, в разрабатываемой системе как с точки зрения характеристик видимого изображения, так и дозы облучения объекта контроля, наиболее целесообразно использовать газоразрядные преобразователи с ксеноновым наполнением.

### 6.1.3. Яркость свечения ГРП

Величина минимального выявления объекта зависит как от частотно-контрастных характеристик детектора, так и от порогового контраста яркости объекта. Последним называют отношение минимальной, еще воспринимаемой глазом (или устройством) разности яркостей объекта, фона и яркости фона ( $\Delta B/B$ ). Пороговый контраст зависит от ряда внешних факторов, в первую очередь, от яркости фона; поэтому для его определения необходимо оценить яркость свечения изображения, получаемого в газоразрядных преобразователях.

Если преобразователь работает с частотой, при которой период следования импульсов излучения и питания меньше времени инерции глаза (или устройства), физиологическое ощущение определяется средней яркостью

$$\bar{B} = f \int_0^{1/f} B(t) dt. \quad (6.31)$$

Из определения яркости и предположения, что плотность потока излучения, падающего на преобразователь, постоянна по всей поверхности детектора, получим

$$\bar{B} = f \int_0^{1/f} \frac{J(t) dt}{S_1}, \quad (6.32)$$

где  $J(t)$  – сила света газоразрядного преобразователя;  $S_1$  – рабочая площадь преобразователя.

Считая, что сила света разряда пропорциональна мощности, потребляемой им в детекторе, и учитывая ее ослабление в полупрозрачном электроде, имеем

$$\bar{B} = \frac{f\xi D\eta}{S_1} \int_0^{t_f} i(t)u(t)dt, \quad (6.33)$$

где  $\xi$  – коэффициент пропорциональности между силой света и энергетической мощностью светового потока;  $D$  – коэффициент прозрачности электрода;  $\eta$  – доля энергии, преобразованная в видимое;  $i(t)$  – ток, протекающий в преобразователе в момент времени;  $u(t)$  – напряжение на разрядном промежутке в момент времени  $t$ .

В связи с тем, что в преобразователе все разрядные процессы протекают в пределах длительности импульса питания, ток на нем определяется электронной составляющей. Из теоремы Ромо-Шокли получим выражение для электронной составляющей тока разряда:

$$i(t) = \frac{q(t)v(t)}{d_2}, \quad (6.34)$$

где  $q(t)$  – суммарный заряд электронов в разрядном промежутке;  $v(t)$  – скорость электронов.

Заряд  $q(t)$  находится по формуле:

$$q(t) = q_0 \exp \left[ \int_0^t \alpha(\tau)v(\tau)d\tau \right], \quad (6.35)$$

где  $q_0$  – первоначальный заряд, созданный импульсом рентгеновского излучения;  $t$  – время, в течение которого происходит разряд в детекторе.

Используя выражения (6.34) и (6.35), получим

$$\bar{B} = \frac{f\xi q_0 D\eta}{S_1 d_2} \int_0^{t_{\text{имп}}} \left\{ \exp \left[ \int_0^t \alpha(\tau)v(\tau)d\tau \right] \right\} v(t)u(t)dt, \quad (6.36)$$

где  $t_{\text{имп}}$  – длительность импульса питания преобразователя.

В связи с тем, что величина  $\frac{fq_0}{S_1 d_2}$  пропорциональна средней мощности поглощенной дозы  $\bar{P}$ , имеем

$$\bar{B} = \xi D\eta k\bar{P} q_e \int_0^{t_{\text{имп}}} \left\{ \exp \left[ \int_0^t \alpha(\tau)v(\tau)d\tau \right] \right\} v(t)u(t)dt, \quad (6.37)$$

где  $k = \frac{fq_0}{S_1 d_2 P}$ ;  $q_e$  – заряд электрона.

Оценочные расчеты, проведенные по формуле (6.37), показали, что яркость свечения экрана преобразователей находится в диапазоне 0,01...1 нт. Следовательно, пороговый контраст яркости в визуальном наблюдении изображения составляет 3...4 %. Необходимо отметить, что выражение (6.37) можно использовать только в тех случаях, когда точно известны все его составляющие. В практике применение ГРП чаще всего эти составляющие точно определить невозможно, поэтому яркость свечения экрана газоразрядных преобразователей целесообразно находить экспериментально.

## 6.2. Исследование характеристик ГРЛП

### 6.2.1. Энергетические характеристики ГРЛП

Используя расчетные значения удельного выхода резонансных  $Q_p$  и видимых  $Q_b$  фотонов, оценим средние яркости свечения обычного газоразрядного преобразователя и преобразователя с конвертирующим люминесцентным слоем. Оценку проведем для режима образования в объеме критических лавин с числом электронов  $N_{ekp} = 10^8$ . Среднюю плотность лавин в преобразователе возьмем равной  $\approx 200 \text{ см}^{-2}$ , что справедливо в случае ксенонового наполнения и экспозиционной дозе на входе  $\approx 2,6 \cdot 10^{-10}$  Кл/кг за импульс при энергии рентгеновского излучения  $E_\gamma \approx 40$  кэВ. Яркость ГРЛП рассчитаем для конвертирующего слоя на основе виллемита ( $Z_{n2}S_iO_4 : M_n$ )  $\lambda = 530$  нм, расположенного на непрозрачном электроде.

Формулу средней яркости ГРП при нормальном наблюдении можно записать в виде:

$$\overline{B_{ГРП}} = \frac{Q_b N_{ekp} n_p \overline{\varepsilon} f V_{\lambda \bar{E}b}}{4\pi}, \quad (6.38)$$

где  $n_p$  – средняя плотность разрядов;  $\overline{\varepsilon}_b$  – средняя энергия квантов видимого излучения разряда в Хе (2,6 эВ);  $f$  – частота работы преобразователя;  $V_{\lambda \bar{E}b}$  – коэффициент видности видимого излучения разряда.

При рабочей частоте  $f = 50 \text{ Гц}$ ,  $\overline{B_{ГРП}} = 0,025 \text{ кд/м}^2$ .

Формула средней яркости ГРЛП:

$$\overline{B_{ГРП}} = \frac{Q_P N_{екр} \overline{n_p} \overline{\varepsilon_\Lambda} \eta \alpha_b (1 + \rho_\Lambda) f V_{\lambda \overline{E_\Lambda}}}{8\pi}, \quad (6.39)$$

где  $\overline{\varepsilon_\Lambda}$  – средняя энергия квантов люминесценции;  $\eta = 0,91$  – квантовая эффективность люминесцентного слоя;  $\alpha_b$  – коэффициент поглощения слоем возбуждающего излучения;  $\rho_\Lambda$  – коэффициент рассеяния слоем собственного излучения;  $V_{\lambda \overline{E_\Lambda}}$  – коэффициент видимости для излучения люминесценции  $\frac{1}{2} \alpha (1 + \rho_\Lambda) \approx 0,5$ .

Численное значение средней яркости преобразователя со слоем ( $Z_{n2}S_iO_4 : M_n$ ) получено равным  $4,4$  кд/м<sup>2</sup> и в  $1,9 \cdot 10^2$  раз выше яркости обычного ГРП.

Для оценки эффективности преобразователей в рентгеновской интроскопии пользуются конверсионными факторами

$$G = \frac{B_\varepsilon}{P},$$

где  $B_\varepsilon$  – яркость свечения рабочего экрана;  $P$  – мощность экспозиционной дозы на входе преобразователя.

Газоразрядные преобразователи имеют большой ход с жесткостью. Для энергии рентгеновских квантов  $E_\gamma = 40$  кэВ конверсионный фактор ГРЛП в  $1,1 \cdot 10^4$  раз превышает конверсионный фактор рентгеновского экрана. По конверсионному фактору ГРЛП сравнимы с лучшими образцами РЭОПов.

Определяя дозовую чувствительность преобразователя как минимальную экспозиционную дозу, необходимую для создания максимально возможной плотности разрядов, с целью получения наиболее качественного изображения, можно показать, что в ГРЛП с ксеноновым наполнением и величиной  $d_2 = 8$  мм при  $E_\gamma = 40$  кэВ, она равна  $\approx 2,6 \cdot 10^{-10}$  Кл/кг и ухудшается при увеличении  $E_\gamma$  (при  $E_\gamma = 100$  кэВ,  $D_{\min} = 2,6 \cdot 10^{-9}$  Кл/кг). При этом предполагается, что развитие критических лавин происходит из центра ионизации, образованных в результате сложного фотоэффекта на атомах ксенона при  $K-L$  оже-переходах с эффективностью  $\xi = 0,1 \cdot \mu_\Phi \cdot d_2$ , где  $\mu_\Phi$  – полный максимальный коэффициент фотоэлектрического поглощения;  $d_2$  – величина газоразрядного промежутка.

### 6.2.2. Исследование характеристик изображения ГРЛП

Рассмотрим диффузию резонансного возбуждения в газовом преобразователе. Допустим, что газоразрядный преобразователь – плоский конденсатор, имеющий бесконечную на радиальной координате  $\rho$  площадь и величину зазора  $d_z$ . В центре координат  $\rho = 0$  происходит разряд (рис. 6.28). Концентрация возбужденных атомов пропорциональна концентрации заряженных частиц и описывается диффузионной формулой:

$$n(\rho, z) = \frac{n_0}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{r_0^2}\right), \quad (6.39)$$

где  $n_0$  – линейная плотность резонансно возбужденных атомов при  $t = 0$  (сразу после окончания разряда);  $r_0$  – диффузионный радиус разряда;  $n(\rho, z)$  – объемная плотность резонансно возбужденных атомов в момент  $t = 0$ .

В процессе разряда диффузию резонансного возбуждения можно не рассматривать, так как основное количество резонансно возбужденных атомов образуется на конечной стадии разряда за время  $\approx 10^{-8}$  с и среднее смещение резонансного возбуждения за это время  $\bar{x} = \left(\frac{4Dt}{\pi}\right)^{1/2} \leq 0,1$  мм мало.

Распад возбужденных атомов происходит вследствие диффузии резонансного излучения с поглощением на стенках преобразователя (с вероятностью, равной единице), а также вследствие тушащих столкновений с атомами (молекулами) газа. Дифференциальное уравнение, описывающее этот процесс, будет иметь вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\Delta} n + \alpha_T n, \quad (6.40)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии резонансного излучения;  $\alpha_T$  – контраст тушения;  $n(\rho, z, t)$  – концентрация резонансно возбужденных атомов в некоторый момент времени  $t$  в координате  $(\rho, z)$ .

Решение уравнения для плотности резонансно возбужденных атомов имеет вид:

$$n(\rho, z, t) = \frac{n_0}{\pi(4Dt + r_0^2)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4Dt + r_0^2}\right) \cdot e^{-\alpha_T t} \times \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2 m^2 D}{d_z^2} t\right) \cdot \frac{2}{\pi m} \left[1 - (-1)^m\right] \sin \frac{\pi m z}{d_z}. \quad (6.41)$$

Плотность потока резонансного излучения, падающего на люминесцентный слой ( $z = 0$ ), в координате  $(\rho, t)$

$$\Gamma(\rho, t) = D_{\nabla} n, \quad (6.42)$$

где  $\nabla n = \frac{\partial n}{\partial z} \cdot \vec{k}$ , а  $\vec{k}$  – единичный вектор по координате  $z$ .

$$\text{Тогда } \Gamma(\rho, t) = n(\rho, t) \frac{4D}{d_z} e^{-\alpha_T t} \sum_{p=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2 (2p-1)^2 D t}{d_z^2}\right). \quad (6.43)$$

Полное число резонансных фотонов, упавших на единичную площадку люминофора от разряда в координате  $\rho$  при  $r_0 = 0$ :

$$\Phi(\rho) = \int_0^{\infty} \Gamma(\rho, t) dt = \frac{2n_0}{d_z \pi} \cdot \sum_{p=1}^{\infty} K_0(2\sqrt{ab}), \quad (6.44)$$

где  $K_0$  – функция Макдональда;  $a = \frac{\pi^2 (2p-1)^2 D}{d_z^2} + \alpha_T$ ;  $b = \frac{\rho^2}{4D}$ .

Для определения потока резонансного излучения от линии проинтегрируем выражение (6.43) сначала по  $y$  ( $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ), а затем по  $t$ . Окончательно получим

$$\Phi_{\Lambda}(x) = 2n_0 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{|x|}{d_z} \sqrt{\pi^2 (2p-1)^2 + \frac{\alpha_T d_z^2}{D}}\right]}{\sqrt{\pi^2 (2p-1)^2 + \frac{\alpha_T d_z^2}{D}}}. \quad (6.45)$$

Распределение яркости свечения люминесцентного слоя будет пропорционально количеству резонансных фотонов, упавших на слой  $B(x) = K\Phi_{\Lambda}$ .

Краевую функцию  $F(x)$  определим в двух предельных случаях.

Случай 1:  $\frac{\alpha_T d_z^2}{D} \ll \pi^2$ , что соответствует концентрации молекулярной примеси  $n_M \ll 3 \cdot 10^2$  Па:

$$B(x) = 2Kn_0 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{|x|}{d_z} \pi(2p-1)\right]}{\pi(2p-1)}. \quad (6.46)$$

Наибольший вклад в размытие изображения даст первый член ряда, поэтому можно ограничиться значением  $p=1$ , при этом

$$B(x) = \frac{2Kn_0}{\pi} \exp\left(-\frac{|x|\pi}{d_2}\right). \quad (6.47)$$

При анализе разрешения  $B(x)$  нормируется на единицу (100 % контраст). Нормировка дает для коэффициента  $K$  значение  $\frac{\pi^2}{2n_0d_2}$ . Для краевой функции получим следующее выражение:

$$F_1(x) = \frac{\pi}{2d} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{|x|\pi}{d_2}\right) dx = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\pi x}{d_2}\right), & x \leq 0 \\ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\pi x}{d_2}\right), & x \geq 0 \end{cases}. \quad (6.48)$$

Случай 2.

В этом случае ряд можно ограничить членом

$$P_{\max} \geq \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{\alpha_T d_2^2}{D}} + 1 \right) \cong \frac{d}{\pi} \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}. \quad (6.49)$$

Учитывая резкую зависимость выражения от  $P$ , можно считать, что при  $P < P_{\max}$ ,  $\frac{\alpha_T d_2^2}{D} \gg (2p-1)^2 \pi^2$  или  $n_M \gg 3 \cdot 10^2$  Па,

$$B(x) = \frac{Kn_0}{d_2 \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}} \left( \sqrt{\frac{\alpha_T d_2^2}{\pi^2 D}} + 1 \right) e^{-|x| \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}} \approx \frac{Kn_0}{\pi} e^{-|x| \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}}. \quad (6.50)$$

Нормировка  $B(x)$  дает значение  $K = \frac{\pi}{2n_0} \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}$ .

С учетом этого краевая функция находится по формуле:

$$F_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}} \int_{-\infty}^x e^{-|x| \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}} = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\left(x \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}\right), & x \leq 0 \\ 1 - \frac{1}{2} \exp\left(-x \sqrt{\frac{\alpha_T}{D}}\right), & x \geq 0 \end{cases}. \quad (6.51)$$

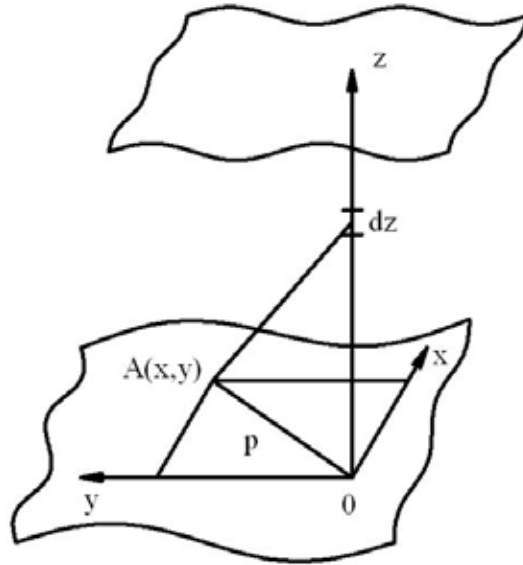


Рис. 6.28. К расчету частотных характеристик

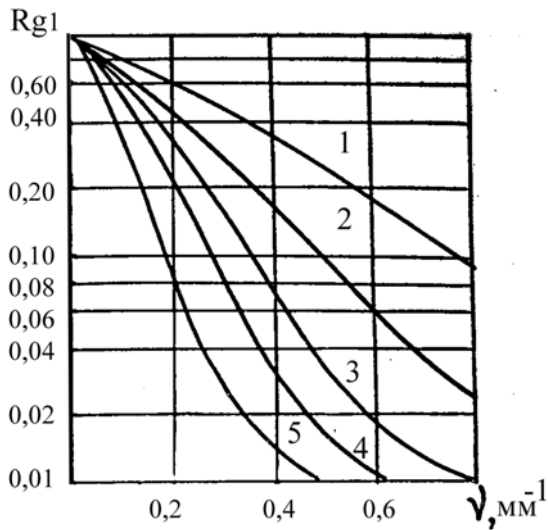


Рис. 6.29. ЧКХ ГРЛП

(диффузионная модель) при малом содержании молекулярной примеси

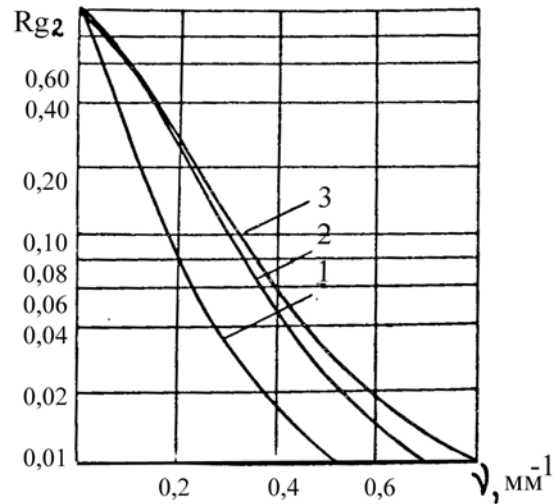


Рис. 6.30. ЧКХ ГРЛП

(диффузионная модель) при большом содержании молекулярной примеси

В обоих случаях размытие характеризуется экспоненциальным распределением вдоль линии

$$B(x) = \frac{1}{2\kappa} \exp\left(-\frac{|x|}{\kappa}\right), \quad (6.52)$$

где  $\kappa_1 = \frac{d_2}{\pi}$  – для первого случая;  $\kappa_2 = \sqrt{\frac{D}{\alpha_T}}$  – для второго случая.



Соответственно, частотно-контрастные характеристики будут иметь следующий вид:

$$\Re g_1(\nu) = \frac{1}{1 + 4d_2^2\nu^2}; \quad (6.53)$$

$$\Re g_2(\nu) = \frac{1}{1 + (2\pi\nu)^2 \cdot \frac{D}{\alpha_T}}. \quad (6.54)$$

На рис. 6.29 представлены ЧКХ  $\Re g_1(\nu)$  при значениях величины газоразрядного промежутка  $d_2 = 2; 4; 6; 8; 10$  мм, а на рис. 6.30  $\Re g_2(\nu)$  при содержании молекулярной примеси  $\Delta P_0 = 5; 10; 15$  тор.

Практический интерес имеет получение функции размытия для наиболее часто встречающихся объектов. Связь интенсивности в объекте и изображении осуществляется с помощью основного уравнения теории передачи:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I_0(x - \xi) \psi(\xi) d\xi, \quad (6.55)$$

где  $I_0(x - \xi)$  – распределение интенсивности в объекте;  $\psi(\xi)$  – функция рассеяния.

При экспоненциальном виде ФР, что имеет место в лавинном случае, распределение яркости свечения люминесцентного слоя для исходных объектов в виде щели и штриха шириной  $b$ , в соответствии с уравнением (6.55), определяется формулами:

для щели при  $x \leq \frac{b}{2}$   $B_0(x) = 0$ ,

$$B(x) = \frac{1}{2} B_0 e^{-\frac{\pi(x)}{d}} \left( e^{\frac{\pi b}{2d}} - e^{\frac{\pi b}{2d}} \right), \quad (6.56)$$

при  $x \leq \frac{b}{2}$

$$B(x) = B_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{\pi b}{2d}} \left( e^{\frac{\pi|x|}{d}} + e^{\frac{\pi|x|}{d}} \right) \right], \quad (6.57)$$

$$B(0) = B_0 \left( 1 - e^{-\frac{\pi b}{2d}} \right), \quad (6.58)$$

$$B(b/2) = \frac{1}{2} B_0 \left( 1 - e^{-\frac{\pi b}{d}} \right); \quad (6.59)$$

и соответственно, для штриха при  $x \geq \frac{b}{2}$

$$B(x) = B_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{\pi b}{d}} \left( 10^{\frac{\pi b}{2d}} - 10^{-\frac{\pi b}{2d}} \right) \right], \quad (6.60)$$

при  $x \leq \frac{b}{2}$

$$B(x) = \frac{1}{2} B_0 e^{-\frac{\pi b}{2d}} \left( e^{\frac{\pi |x|}{d}} - e^{-\frac{\pi |x|}{d}} \right). \quad (6.61)$$

На рис. 6.31 показаны функции рассеяния для штриха при различных значениях параметра  $\frac{b}{d_2}$ .

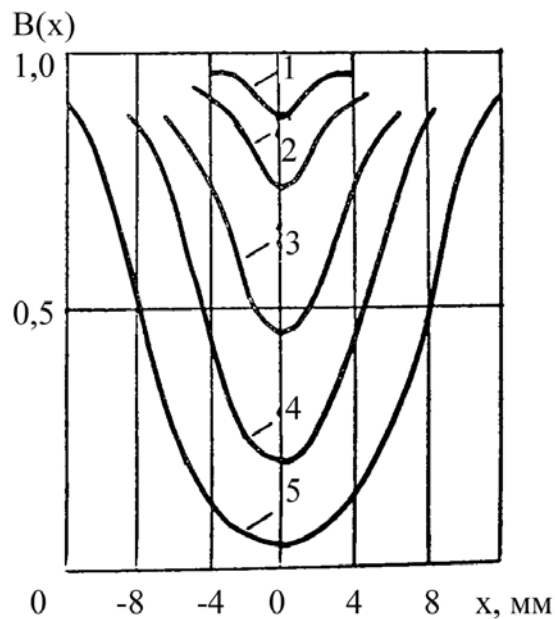


Рис. 6.31. Функция рассеяния штриха

Приведем расчет частотных характеристик качества изображения в случае лучевой модели распространения ультрафиолетового излучения.

Исходные данные для расчета прежние. ГРЛП – плоский конденсатор с бесконечной площадью и величиной зазора  $d_z$ . В некоторый момент времени в координате  $\rho = 0$  происходит разряд. После окончания разряда в газовом объеме на его месте имеется равномерное по величине зазора  $d_z$  распределение возбужденных молекул инертного газа с линей-

ной концентрацией  $n_b$ . Полный поток от элемента  $d_z$  длины газового разряда (при радиационном распаде возбужденных молекул и отсутствии поглощения излучения в объеме) можно записать в виде (рис. 6.28)

$$\Phi_1 = \frac{n_b d \rho}{4\pi} \cdot \frac{z dz}{(z_2 + \rho^2)^{3/2}}, \quad (6.62)$$

а поток излучения на площадь люминесцентного слоя от всего разряда –

$$\Phi_2 = \int_{z_{\min}}^{d_z} \Phi_1 dz = \frac{n_b d \rho}{4\pi} \cdot \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{d_z^2 + \rho^2}} \right) \quad (6.63)$$

при  $z_{\min} \rightarrow 0$ .

Яркость свечения люминесцентного слоя от разряда пропорциональна полному потоку фотонов, упавших на слой  $B(\rho) = K\Phi(\rho)$ .

Функция рассеяния точки, нормированное выражение яркости, имеет вид:

$$B_H(\rho) = \frac{1}{2\pi d_z} \cdot \left[ \frac{1}{\rho} - \frac{1}{(\rho^2 + d_z^2)^{1/2}} \right]. \quad (6.64)$$

Функцию рассеяния линии, характеризующую изображение на люминесцентном слое от цепочки разрядов, можно найти, используя выражение для функции рассеяния точки, по формуле преобразования:

$$B_\Lambda(x) = 2 \int_x^\infty B_H(\rho) (\rho^2 - x^2)^{1/2} \rho \cdot d\rho = \frac{1}{d} \ln \left( 1 + \frac{d_z^2}{x^2} \right)^{1/2}. \quad (6.65)$$

Краевая функция (изображение от полуплоскости разрядов) определяется как  $\int_{-\infty}^x B_\Lambda(x) dx$  и для области  $x \geq 0$ :

$$F(x) = \frac{1}{\pi d_z} \left[ \frac{\pi d_z}{2} + x \ln \left( 1 + \frac{d_z^2}{x^2} \right)^{1/2} + d_z \arccos \frac{d_z}{(d_z^2 + x^2)^{1/2}} \right], \quad (6.66)$$

а для  $x \leq 0$

$$F(x) = \frac{1}{\pi d_z} \left[ \frac{\pi d_z}{2} + |x| \ln \left( 1 + \frac{d_z^2}{x^2} \right)^{1/2} + d_z \arccos \frac{d_z}{(d_z^2 + x^2)^{1/2}} \right]. \quad (6.67)$$

Выражение для частотно-контрастной характеристики изображения на люминесцентном слое можно найти используя преобразование Ханкеля:

$$R(\nu) = 2\pi \int_0^{\infty} B_H(\rho) J_0(2\pi\nu\rho) d\rho = \frac{1}{2\pi\nu d_2} (1 - e^{-2\pi\nu d_2}). \quad (6.68)$$

ЧКХ, рассчитанные на лучевой модели для  $d_2 = 2; 4; 6; 8; 10$  мм, приведены на рис. 6.32.

Размытие исходного изображения видимой ультрафиолетовой области спектра оптического излучения определяют пространственные флуктуации разрядов. Эксперименты по изменению отклонений центра искр от траектории частицы, показали, что распределение отклонений является нормальным с параметрами  $\sigma \approx 0,1 \dots 0,2$  мм.

Краевой функцией при данном распределении будет интеграл ошибок

$$F(x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx = \Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right), \quad (6.69)$$

а ЧКХ выражается соотношением

$$R(\nu) = e^{-2(\pi\sigma\nu)^2}. \quad (6.70)$$

Путем фотометрирования изображений резкой границы, полученных на обычном ГРП, для параметра  $\sigma$  найдено значение, равное  $\approx 0,5$  мм, которое в пределах погрешности измерений не зависит от напряжения питания.

Учитывая, что ЧКХ составного процесса является произведением ЧКХ его отдельных стадий:

$$R_{1,2,\dots,n}(\nu) = \prod_{i=1}^n R_i(\nu) \quad (6.71)$$

для обобщения ЧКХ ГРЛП при наличии диффузионного или лучевого процессов распространения УФ-излучения из газового объема на люминесцентный слой можно записать:

$$R_{g1}^0(\nu) = \frac{e^{-2(\pi\sigma\nu)^2}}{1 + 4d_2^2\nu^2}; \quad (6.72)$$

$$R_{g2}^0(\nu) = \frac{e^{-2(\pi\sigma\nu)^2}}{1 + (2\pi\nu)^2 \cdot D/\alpha_T}; \quad (6.73)$$

$$R_{\Lambda}^0 = \frac{e^{-2(\pi\sigma\nu)^2}}{2\pi\nu d_2} \cdot (1 - e^{-2\pi\nu d_2}). \quad (6.74)$$

На рис. 6.33 и 6.34 изображены  $R_{g1}^0(\nu)$  и  $R_{\Lambda}^0(\nu)$  при  $d_2 = 2; 4; 6; 8; 10$  мм и  $\sigma = 0,5$  мм.

### 6.2.3. Связь ЧКХ ГРЛП с параметрами конструкции, газового наполнения и питания

В формулы частотно-контрастных характеристик, полученные аналитически по лучевой и диффузионной моделями, в качестве основного параметра входит величина газоразрядного промежутка  $d_2$ . Как видно из рис. 6.30, где приведены расчетные ЧКХ при различных  $d_2$ , уменьшение  $d_2$  приводит к подъему характеристик в области верхних граничных частот. При этом ЧКХ по лучевой модели имеет более медленный рост с уменьшением  $d_2$  в области  $d_2 > 2$  мм и резко возрастает при  $d_2 < 2$  мм. При одинаковых  $d_2$  спад контраста в области верхних частот у ЧКХ, рассчитанных по лучевой модели, более слабый. В области низких частот контраст у ЧКХ по лучевой модели спадает значительно быстрее.

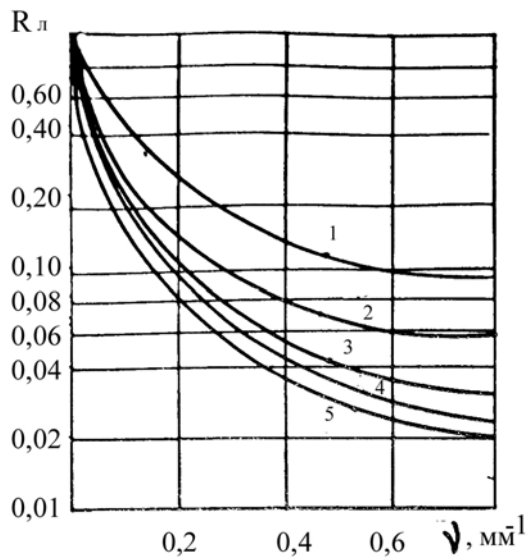


Рис. 6.32. ЧКХ ГРЛП (лучевая модель)

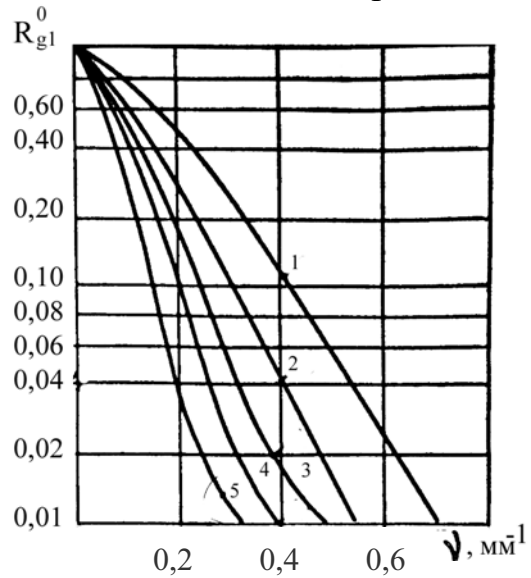


Рис. 6.33. ЧКХ ГРЛП (диффузионная модель) с учетом исходного распределения УФ-излучения

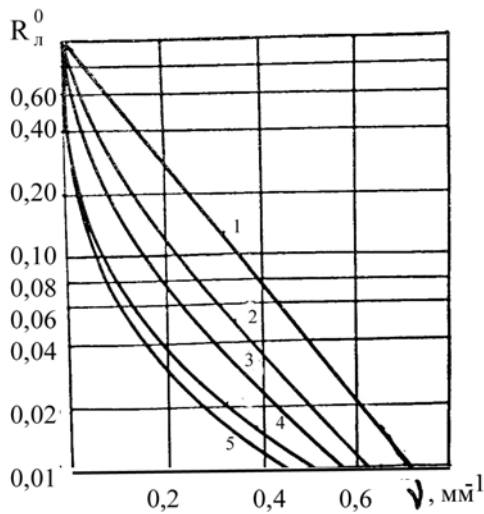


Рис. 6.34. ЧКХ ГРЛП (лучевая модель) с учетом исходного распределения УФ-излучения

При высоких концентрациях молекулярной примеси ( $\geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), согласно выражению (6.54), ЧКХ не зависит от  $d_e$ . Однако такие концентрации оказывают неблагоприятное воздействие на развитие газовых разрядов и режим регистрации (происходит уменьшение времени памяти, повышение рабочих напряжений). В случае малых добавок молекулярной примеси, эффективно поглощающей ультрафиолетовое излучение разрядов, происходит некоторое уменьшение размытия за счет поглощения длиннопребегового излучения. Условия работы преобразователя, при которых выполняется или диффузионный механизм, или лучевой, определены ранее.

Из-за конечного времени срабатывания коммутатора генератора питания преобразователя, его внутреннего сопротивления, емкости преобразователя, фронт высоковольтного импульса питания имеет конечную величину. Вследствие этого на фронте импульса питания до начала ударной ионизации происходит снос электронов первичной ионизации и уменьшение эффективной величины регистрирующего промежутка. На лавинной и ранней стримерной стадиях разряда из-за сноса светящаяся область отделяется от одного из электродов некоторым промежутком  $l_{cm}$ , что должно оказывать влияние на собственную нерезкость изображения в ГРЛП при обратной полярности подключения генератора питания.

Для эквивалентной схемы генератора питания преобразователя напряжение на преобразователе изменяется согласно выражению

$$U = \frac{C_g}{C_z + C_g} U_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\sqrt{L_K C_K}}\right) \right], \quad (6.75)$$

где  $U_0$  – напряжение на генераторе питания ГРП;  $C_K = \frac{C_z C_g}{C_z + C_g}$  – емкость преобразователя;  $C_z$  – емкость газоразрядного промежутка;  $C_g$  – емкость развязывающего диэлектрика;  $L_K$  – индуктивность разрядного контура.

Длительность фронта импульса питания по уровню  $0,9U$  равна

$$t_{\text{фр}} = 2,3\sqrt{L_K C_K}.$$

Величина смещения электронов под действием фронта импульса

$$l_{CM} = \int_0^{t_u} b_e \cdot E \left( 1 - e^{-\frac{t}{\sqrt{L_K C_K}}} \right) dt = 1,4b_e E \sqrt{L_K C_K}, \quad (6.76)$$

где  $E = 0,9U_0 \frac{C_g}{d_z(C_z + C_g)}$  – напряженность электрического поля по окончании фронта импульса,  $b_e = 200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  – подвижность электронов в ксеноне.

В табл. 6.1 представлены значения  $l_{CM}$  при различных значениях напряженности электрического поля  $E$  и значениях индуктивности разрядного контура  $L_1 = 10^{-6} \text{ Гн}$ ,  $L_2 = 10^{-7} \text{ Гн}$ , а также емкости газоразрядного преобразователя  $C_1 = 8; 9; 10^{-11} \text{ Ф}$  ( $S = 500 \text{ см}^2$ ),  $C_2 = 1,9 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}$  ( $S = 10000 \text{ см}^2$ ). Из таблицы видно, что при больших размерах газоразрядного преобразователя ( $\sim 1 \text{ м}^2$ ) и некачественном монтаже генератора питания величина  $l_{CM}$  может оказаться сравнимой с величиной газоразрядного промежутка  $d_z$ .

Таблица 6.1

*Вычисленные значения смещения электронов под действием фронта импульса*

$E, \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$	$l_{CM}, \text{ мм}$			
	$L_1$		$L_2$	
	$C_1$	$C_2$	$C_1$	$C_2$
$2 \cdot 10^4$	0,5	2,4	0,2	0,7
$3 \cdot 10^4$	0,8	3,6	0,3	1,0
$4 \cdot 10^4$	1,1	4,8	0,4	1,4

Рассмотрим влияние неравномерности в распределении возбужденных атомов по толщине газоразрядного зазора на характеристики качества изображения в приближении лучевой модели.

Учитывая, что излучающая область отделена от люминесцентного слоя газовым промежутком, и, используя выражение для функций размытия идеализированных объектов и ЧКХ, полученные ранее для ФРТ, ФРЛ и ЧКХ, в данном случае можно записать выражения:

$$\Phi(\rho) = \frac{1}{2\pi(d_z - l_{CM})} \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + l_{CM}^2}} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + d_z^2}} \right); \quad (6.77)$$

$$B(x) = \frac{1}{\pi(d_z - l_{CM})} \cdot \ln \frac{\sqrt{1 + d_z^2/x^2}}{\sqrt{1 + l_{CM}^2/x^2}}; \quad (6.78)$$

$$R(\nu) = \frac{1}{2\pi\nu(d_z - l_{CM})} \cdot (e^{-2\pi\nu l_{CM}} e^{-2\pi\nu d_z}). \quad (6.79)$$

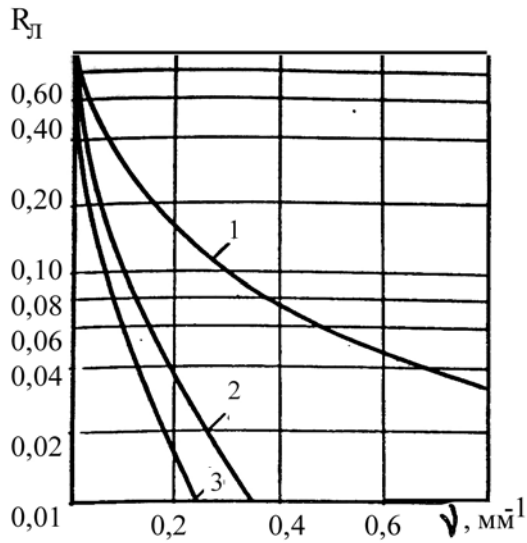


Рис. 6.35. ЧКХ ГРЛП (лучевая модель) при отрицательном потенциале на электроде с люминесцентным слоем

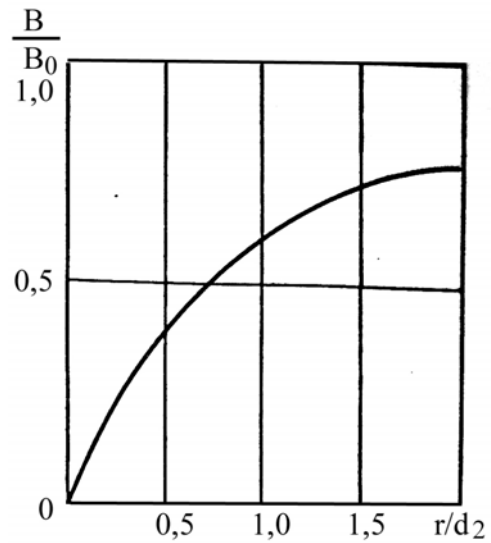


Рис. 6.36. Отношение яркости свечения люминесцентного слоя в центре изображения кругового объекта к яркости в зависимости от радиуса

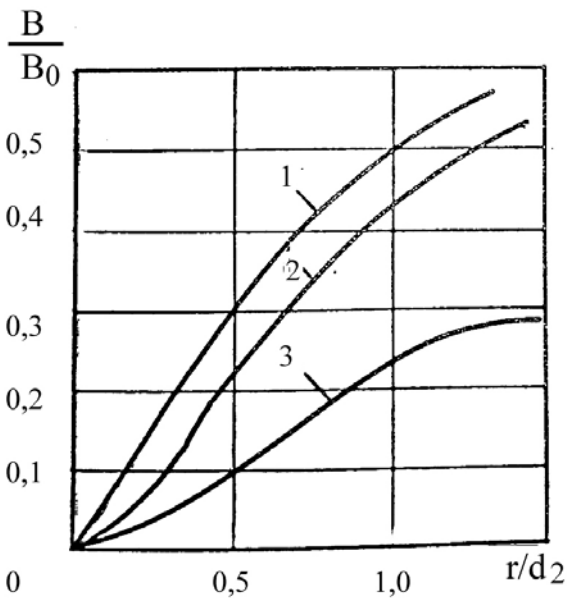


Рис. 6.37. Отношение яркости свечения люминесцентного слоя в центре изображения кругового объекта к яркости в зависимости от  $r/d_2$

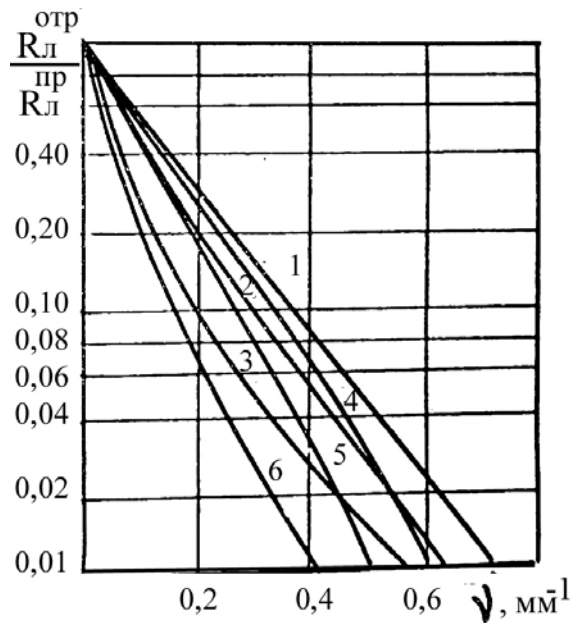


Рис. 6.38. ЧКХ ГРЛП (лучевая модель) с люминесцентным слоем, работающем «на отражение» и «на просвет»



Если объект представлен в виде круга с радиусом  $r$ , отношение яркости свечения люминесцентного слоя в центре круга к яркости вне круга, согласно выражению (6.55), равно:

$$\frac{B}{B_0} = 1 - \frac{l_{CM}}{d_2} + \sqrt{\left(\frac{r}{d_2}\right)^2 + \left(\frac{l_{CM}}{d_2}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{r}{d_2}\right)^2}. \quad (6.80)$$

На рис. 6.35 приведены ЧКХ, рассчитанные по формуле (6.79). Наблюдается резкое ухудшение ЧКХ с увеличением  $l$  см. Зависимость  $\frac{B}{B_0}$  как функция параметров  $\frac{l_{CM}}{d_2}$  и  $\frac{r}{d_2}$  представлена на рис. 6.36, 6.37.

Уменьшить собственную нерезкость ГРЛП можно введением в его конструкцию элементов, осуществляющих угловую селекцию ультрафиолетового излучения.

Одним из таких элементов может служить микроканальная пластина, примыкающая к люминесцентному слою со стороны газового объема. Степень коллимации определяется соотношением толщины газоразрядного промежутка, пластины и диаметра микроотверстий на пластине. Коллимация улучшается при уменьшении отношения диаметра отверстий к толщине пластины, но с уменьшением этой величины снижается яркость свечения люминесцентного слоя пропорционально

$$\ln\left(\frac{1}{\cos\theta_0}\right),$$

где  $\theta_0$  – апертура канала пластины для точек, расположенных на слое. Поэтому выбор степени коллимации в каждом конкретном случае необходимо производить и с учетом допустимого снижения яркости изображения на преобразователе.

Угловую селекцию ультрафиолетового излучения разрядов можно также осуществить и с помощью тонких металлических или окисных пленок, нанесенных непосредственно на поверхность люминесцентного слоя или полированную пластину, отделяющую их от слоя и прозрачную для возбуждающего УФ-излучения. Известно, что также пленки при определенной длине волны падающего излучения  $\lambda \leq \lambda_c$  (где  $\lambda_c$  – плазменная длина волны) становятся прозрачными. При этом наблюдается зависимость коэффициента пропускания от угла падения. С увеличением угла падения (при отсчете угла от нормали к пленке) коэффициент пропускания уменьшается и возрастает коэффициент отражения. В то же время такие пленки являются непрозрачными для длинноволнового ( $\lambda > \lambda_c$ ) излучения люминесценции слоя и обладают, как правило, для этого излучения высокой отражательной способностью. Таким образом,

имеется возможность дополнительно использовать поток излучения люминофора распространяющийся в направлении, противоположном наблюдению. Источником резонансного излучения является слой газа, толщиной менее 1 мм (раздел 6.2.2), прилегающий непосредственно к люминесцентному слою. Регистрируя только резонансное излучение, можно уменьшить размытие изображения. В устройстве ГРЛП для выделения резонансного излучения используется различие в длинах волн резонансного и молекулярного излучений ( $\lambda_p = 147$  нм,  $\lambda_{M_{\max}} = 175$  нм). Выделение резонансного излучения производится с помощью специальных узкополосных интерференционных фильтров.

Увеличив коэффициент контрастности ГРЛП, можно не только повысить оптический контраст изображений, но и снизить собственную нерезкость преобразователя. Такая возможность имеется в случае применения некоторых люминофоров с рекомбинационным типом люминесценции, например  $ZnS : CdS$ , активированные серебром, никелем. Данные люминофоры имеют нелинейную зависимость яркости от интенсивности возбуждающего излучения. Коэффициент нелинейности у  $ZnS \cdot CdS : Ag \cdot Ni$  равен 3...4. Применение нелинейных люминофоров приведет к подъему ЧКХ согласно выражения (для диффузионной модели)

$$R_H(\nu) = \frac{1}{1 + \frac{4d_e^2\nu^2}{K^2}},$$

где  $K$  – коэффициент нелинейности.

Поскольку УФ-излучение разрядов в ГРП жесткое и поглощается в тонком поверхностном слое люминесцентного конвертора, то дополнительное размытие возбуждающего излучения в конверторе, работающем «на отражение», будет практически отсутствовать и общая ЧКХ совпадет с ЧКХ возбуждающего излучения. В случае работы нерассеивающего люминесцентного слоя «на просвет» ЧКХ слоя:

$$R_A(\nu) = \frac{K_0(\tau 4\pi^2\nu^2 + 1)}{K_0(\tau)}, \quad (6.81)$$

где  $K_0(\nu)$  – функция Макдональди;  $\tau$  – оптическая толщина слоя для света люминесценции  $\tau = k_\lambda h$ ;  $k_\lambda$  – коэффициент поглощения света люминесценции;  $h$  – толщина слоя.

На рис. 6.39 изображены ЧКХ ГРЛП со слоями, работающими «на отражение»  $R_\lambda^o$  и «на просвет»  $R_\lambda^{np}$  при  $d_e = 2; 5; 8$  мм и  $\tau \approx 0,1$  (например, слой  $ZnS : Ag$  толщиной  $\approx 0,02$  мкм), показывающие снижение передачи высоких пространственных частот в ГРЛП со слоем «на просвет».

Изображения на люминесцентном слое, как правило, всегда хуже изображения в возбуждающем свете. Исключением являются слои, обладающие нелинейной люминесценцией, заключающейся в зависимости интенсивности свечения от интенсивности возбуждающего излучения. Для слоев, работающих «на просвет», нелинейная люминесценция должна приводить к улучшению передачи высоких пространственных частот и к обратному явлению для слоев «на отражение». Теоретические оценки для минимальной относительной интенсивности возбуждающего излучения, при которой начинается снижение коэффициента поглощения светорассеивающей среды, дают значение  $\alpha I_0 = 0,2$ , где  $\alpha$  – параметр нелинейности;  $I_0$  – интенсивность. Для слоя органического фосфора тринафлавина получено  $\alpha = 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эрг}^{-1}$ . Учитывая, что интенсивность возбуждающего излучения в ГРП составляет  $\sim 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , можно ожидать в наших условиях значений  $\alpha_0 I_0 \approx 10^{-8}$  и наличия нелинейной люминесценции. Исследования разрешающей способности в ГРПП со слоями, работающими «на просвет», подтвердили существование нелинейной люминесценции слоев.

### 6.3. Моноимпульсные изображения в ГРП и ГРПП

Изображение в газоразрядном преобразователе формируется отдельными разрядами, имеющими конечные размеры и предельную плотность. В случае малой плотности разрядов статистические флуктуации их количества на площади дефекта могут оказать определяющее значение на его выявляемость.

Рассмотрим случайную величину  $K^* = \frac{n_2^* - n_1^*}{n_1^*}$ , где  $n_1^*$  и  $n_2^*$  случай-

ные плотности разрядов – «точек», соответственно, на дефектном и бездефектном участках изображения. Плотность разрядов, также как и плотность центров ионизации и плотность падающего излучения, распределена по закону Пуассона. В случае выполнения условий  $\sqrt{n_1^*} \gg 1$ ,  $\sqrt{n_2^*} \gg 1$ , хотя достаточно  $\sqrt{n^*} \geq 5$ , распределение плотности разрядов с удовлетворительной точностью можно описывать нормальным законом. Среднее случайной величины  $K^*$   $\bar{K} = \frac{\bar{n}_2 - \bar{n}_1}{\bar{n}_1}$  при  $\bar{n}_1 \cong \bar{n}_2$ , что справедливо для малых по толщине дефектов, равно примерно 0, а среднее квадратичное отклонение –

$$\sigma_K = \sqrt{\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} \left( 1 + \frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_1} \right)} \cong \sqrt{\frac{2}{\bar{n}_1}}.$$

Вероятность обнаружения дефекта равна:

$$P_{OB} = \int_{K^*} P(OK^*) \cdot P(K^*) dK, \quad (6.82)$$

где  $P(K^*)$  и  $P(OK^*)$  – соответственно, вероятности появления и визуализации дефекта на изображении с контрастом  $K^*$ . Вероятность  $P(OK^*)$  непрерывно распределена в некотором интервале контрастов. Если предположить, что  $P(OK^*)$  имеет вид единичного скачка вблизи некоторого  $K_{ПОР}$ , то

$$P(OK^*) = \begin{cases} 1, & \text{при } K^* \geq K_{ПОР} \\ 0, & \text{при } K^* < K_{ПОР} \end{cases}, \quad (6.83)$$

а  $P_0 = \int_{K_{ПОР}}^{\infty} P(K^*) dK^*$  с  $P(K^*)$ , распределенной по нормальному закону.

Тогда для  $P_0 = 0,95$  доверительный интервал  $\Delta K = 2\sigma_K = 2\sqrt{\frac{2}{n_1}}$  и

$$K_{ПОР} = 0 \pm 2\sigma_K = 2\sqrt{\frac{2}{n_1}}. \quad (6.84)$$

Для плотности разрядов в ГРП с ксеноновым наполнением  $n_p = 200 \text{ см}^{-2}$  пороговый контраст  $K_{ПОР} \cong 0,2$  и значительно превышает пороговый контраст при визуализации сплошных изображений в нормальных условиях наблюдения ( $\sim 0,02$ ). С учетом времени накопления человеческого глаза  $t_H \cong 0,2 \text{ с}$  и рабочей частоты преобразователя  $f_p = 25 \text{ Гц}$  пороговый контраст снижается:  $K_{ПОР} \cong 0,08$ .

Рассмотрим периодическую структуру на изображении, состоящую из чередующихся темных и светлых полос с геометрическими размерами  $l_x$  и  $h$ , и определим условия при которых две соседние полосы будут выявляться отдельно, т. е. разрешающую способность. Выявляемость будет пропорциональна величине  $K = \frac{N_2 - N_1}{N_1}$ -контрасту изо-

бражения, где  $N_1$  и  $N_2$  – соответственно, среднее количество разрядов на изображении «дефектной» (более яркой) полосе и бездефектной полосе. Если предположить, что площадь полос выбирается такой, что для количества разрядов по-прежнему выполняется соотношение  $\sqrt{N_1} \gg 1, \sqrt{N_2} \gg 1$ , то распределение числа разрядов в чередующихся полосах будет близко к нормальному, по нормальному закону будет распределена и величина  $K$ . При этом вероятность обнаружения раз-

дельного изображения полос  $P_{OB} = \Phi\left(\frac{K}{\sigma}\right)$ , а отношение  $\frac{K}{\sigma}$  можно найти, задавшись значением  $P_{OB}$  и используя коэффициенты Стьюдента  $t_\alpha$ , как  $\frac{K}{\sigma} = t_\alpha$ . С другой стороны, для малых (в направлении просвечивания) дефектов  $N_1 \cong N_2$  (для полос) контраст можно просто связать с параметрами поля излучения и дефекта как  $K = \frac{\mu\sigma}{B}$ , где  $\mu$  – полный коэффициент поглощения излучения в материале дефекта;  $\sigma$  – толщина дефектной полосы;  $B$  – фактор накопления. Среднеквадратичное отклонение для контраста  $K$ :  $\sigma = \sqrt{\frac{2}{N_1}} = \sqrt{\frac{2}{n_1(lx h)}}$ . Определяя разрешающую

способность как  $\nu = \frac{1}{lx}$ , окончательно получим

$$\nu = \frac{h \cdot \bar{n}_1}{4t_\alpha^2} \cdot \left(\frac{\mu\sigma}{B}\right).$$

Выражение справедливо при  $\mu\sigma \ll 1$  и  $lxh \gg u_H^2$ , где  $u_H$  – собственная нерезкость преобразователя.

В качестве примера оценим разрешающую способность по периодической структуре полос с параметром  $h = 50$  мм, при  $P_{OB} = 0,95$ ;  $t_\alpha = 2,6$ ;  $\mu\sigma = 0,2$  (что соответствует, например, при  $E_{эфф} = 40$  кэВ «дефекту» из алюминия, толщиной  $\sigma \cong 1,5$  мм). При плотности разрядов такой же, как в предыдущем случае, для разрешающей способности получим значение  $\nu \approx 0,8$  пар линий/мм. Так как в газоразрядно-люминесцентном преобразователе диаметр разрядов (в УФ-области спектра) в 2–3 раза больше, то предельная плотность их будет в два раза ниже, чем в ГРП, и разрешающая способность  $\nu \approx 0,4$  мм<sup>-1</sup>.

Способность преобразователя воспроизводить полутоновые изображения помимо контраста характеризует число воспроизводимых градаций. В случае нормального распределения флуктуаций числа разрядов по полю изображения, вероятность того, что число разрядов  $N$  отклоняется от  $\bar{N}$  не более чем на половину градации

$$P_{OB} = \int_{\bar{N} - \frac{\Delta N}{2}}^{\bar{N} + \frac{\Delta N}{2}} W(N) dN = \Phi\left[\frac{\Delta N}{2\sigma_K}\right] \quad (6.86)$$

и число градаций  $m = \frac{\sqrt{n_p S_n}}{2t_\alpha}$ . При  $P_{об} = 0,95$  и  $\overline{n_p} = 2 \text{ мм}^{-2}$  число вос-

производимых градаций для  $S_n = 0,5; 1; 2 \text{ см}^2$ , соответственно, равно 2, 3, 4. В газоразрядно-люминесцентном преобразователе число воспроизводимых градаций будет меньше, что обусловлено более низкой эффективной плотностью разрядов в УФ-области спектра и возникновения фоновой яркости изображения на люминесцентном слое в процессе трансформации УФ-излучения.

Действительно, если средняя плотность разрядов в ГРЛП  $\overline{n_p}$ , то в люминесцентном режиме работы преобразователя и люминесцентного слоя  $B = k\overline{n_p}$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности. При трансформации УФ-излучения в видимое на люминесцентном слое возникает фоновая яркость, которая не несет информации от объекте контроля. Разность  $(B - B_\phi) < k\overline{n_p}$ , а увеличение яркости люминесцентного слоя под действием некоторого малого увеличения плотности разрядов  $\Delta B = k\Delta n_p$ . Тогда число выявляемых градаций яркости на люминесцентном слое равно:

$$m_\Lambda = \frac{B - B_\phi}{\Delta B} < \frac{\overline{n_p}}{\Delta n_p}.$$

#### 6.4. Параметры ГРП в стримерном режиме работы

При дальнейшем увеличении рабочей напряженности поля в газоразрядном промежутке и выходе из границ лавинного режима в газоразрядном объеме преобразователя устанавливается стримерная стадия разряда. Преобразователь, работающий в этом режиме, имеет более высокую яркость видимого изображения.

Основную роль в развитии стримерных разрядов играют особые центры ионизации. При регистрации рентгеновских квантов с энергией  $36 \text{ кэВ} \leq E \leq 200 \text{ кэВ}$  в ксеноне наиболее крупные центры ионизации возникают при фотоэффекте на  $K$ -уровне ксенона и последующем заполнении образовавшейся вакансии в процессе каскадного Оже-эффекта. Величина центров составляет 400...500 свободных электронов. Вероятность создания крупного центра быстрыми электронами посредством большой потери энергии в пределах сферы ионизации не превышает 5 %. Вероятность создания такого же центра посредством коллективной потери энергии электронами в пределах одной сферы ионизации пренебрежимо мала  $10^{-2} \dots 10^{-3}$ . При торможении быстрых электронов в

газе основные центры ионизации возникают в конце пробега. Вероятность создания таких центров при энергии электронов  $T_0 \leq -30$  кэВ и типовых размерах ГРП – 70...100 %. Однако роль этих центров в формировании видимого изображения незначительна, поскольку в них число электронов меньше (250). Вклад флуоресцентных квантов, возникающих при фотоэффекте на атомах ксенона, не превышает 8 %.

С учетом того, что при энергии рентгеновских квантов  $< 200$  кэВ основной вклад в их регистрацию преобразователем, работающим на стримерной стадии разряда, вносит сложный фотоэффект на атомах ксенона, для эффективности регистрации получено следующее выражение:

$$\eta \approx 0,1\mu(E_\gamma)d_z, \quad (6.87)$$

где  $\mu(E_\gamma)$  – линейный коэффициент ослабления излучения посредством фотоэффекта на атомах газа;  $d_z$  – толщина газового слоя.

Несмотря на относительно низкую эффективность регистрации ( $\eta \leq 1$  %), дозовая чувствительность, вследствие высокого коэффициента усиления и малой допустимой плотности разрядов, очень высока и составляет при  $E_\gamma = 100$  кэВ единицы микрорентген. Максимальная достижимая плотность разрядов в ГРП на стримерной стадии ограничена их поперечными размерами и слиянием последних в процессе своего развития. Анализ развития стримерных разрядов привел к выводу, что разряды развиваются независимо, если расстояние между центрами их в (1,5...2) раза превышает диаметр, что соответствует плотности  $\sim 10^2$  см<sup>-2</sup>.

Изображения, полученные на газоразрядном преобразователе, имеют заметные статистические шумы, что обусловлено статистическим характером образования и визуализацией скрытого центра ионизации. Отношение сигнал / шум  $\psi_p$ , обусловленное статистическим характером регистрации квантов излучения и визуализации скрытого изображения, имеет вид

$$\psi_p = \sqrt{n_\gamma \eta S_{я}} \sqrt{\frac{S}{S_{я}}}, \quad (6.88)$$

где  $n_\gamma$  – плотность потока квантов, необходимая для создания предельной плотности разрядов – 2 мм<sup>-2</sup>;  $\eta$  – эффективность регистрации;  $S_{я}$  – площадь элементарной разрядной ячейки ( $\sim 0,125$  мм<sup>2</sup>);  $S$  – рабочая площадь преобразователя;

В табл. 6.2 представлены значения, иллюстрирующие значительный ход с жесткостью газоразрядного преобразователя, вследствие чего практическая область их работы без конвертирующего электрода для

моноэнергетического и эффективного значения непрерывного излучения ограничена энергией  $\sim 100$  кэВ.

Таблица 6.2

*Ход с жесткостью газоразрядного преобразователя*

$E_\gamma$ , кэВ	$\eta$ , %	$n_\gamma$ , см <sup>-2</sup>	$D$ , мкР
40	1,8	$2 \cdot 10^4$	0,9
50	0,7	$3,4 \cdot 10^4$	1,2
80	0,2	$1,5 \cdot 10^5$	4,2
100	0,1	$2,3 \cdot 10^5$	9,5
150	0,084	$7,2 \cdot 10^5$	49
200	0,015	$1,6 \cdot 10^6$	154
300	0,005	$5,1 \cdot 10^6$	798

Дефектоскопическая чувствительность в стробоскопическом режиме при  $\mu_n \delta \ll 1$  выражается формулой

$$\delta = \frac{\sqrt{2} t_\alpha B}{\mu_n \sqrt{N_P (a - U_H)(b - U_H)}},$$

где  $\mu_n$  – массивный коэффициент поглощения рентгеновского излучения в материале объекта;  $t_\alpha$  – коэффициент Стьюдента;  $\overline{N_P}$  – средняя плотность разрядов;  $U_H$  – внутренняя нерезкость преобразователя;  $a, b$  – линейные размеры дефекта;  $B$  – фактор накопления.

В табл. 6.3 приведены расчетные значения  $\delta$  для алюминия при вероятности обнаружения  $P_{об} = 0,95$  ( $t_\alpha = 2,6$ ),  $B = 1$ ,  $\overline{N_P} = 2 \dots 5$  мм<sup>-2</sup>.

Таблица 6.3

*Расчетные значения дефектоскопической чувствительности*

$E_\gamma$ , кэВ	$\delta$		
	$S = 10$ мм <sup>2</sup>	$S = 10^2$ мм <sup>2</sup>	$S = 10^3$ мм <sup>3</sup>
40	3,6	1,5	0,5
50	5,5	2,3	0,73
100	12	5	1,6
150	14,8	6,2	2

Газоразрядный преобразователь в одноимпульсном режиме позволяет обнаружить только относительно крупные дефекты. Это обусловлено допустимой плотностью разрядов на преобразователе. Очевидно, что чувствительность ГРП к обнаружению может быть повышена режимом накопления в  $\sqrt{N_K}$  раз, где  $N_K$  – число вспышек преобра-



зователя на один кадр фотопленки или телевизионной установки, но повышение ограничено в пределе другими причинами, например внутренней нерезкостью преобразователя.

Большое значение для детекторов, работающих в стробоскопическом режиме, имеет мертвое время. Рассмотрение послеразрядной стадии в преобразователе позволило сделать вывод, что на лавинной и ранней стримерной стадиях развития разрядов определяющую роль в уменьшении концентрации свободных электронов играют процессы рекомбинации и прилипания. Мертвое время составляет  $10^{-4}$  с, что обеспечивает нормальную работу детектора при частоте  $10^4$  Гц. В предискровой стадии главное значение приобретает процесс охлаждения газа в разрядных каналах.

Экспериментальные исследования параметров преобразователя в стримерном режиме проводятся по той же методике, что и в лавинном.

Собственная нерезкость преобразователя с ксеноновым наполнением, определенная методом проведения касательной к краевой функции (изображение края свинцовой пластины), составляет  $U_c = 1,3 \dots 1,8$  мм и в пределах погрешности не зависит от режима. Разрешающая способность преобразователей, рассчитанная с использованием полученных значений нерезкости по формуле  $r \cdot U_c = 1,5$ , равна  $1,15 \dots 0,88$  линий/мм.

Предельная контрастная чувствительность, достигаемая в экспериментах, составляет при толщине алюминия 25 мм и эффективной энергии рентгеновского излучения 40 кэВ 8 %.

Экспериментально измеренное значение мертвого времени мало ( $100 \dots 200$  мкс), и предельная частота работы превышает 10 кГц.

## **ГЛАВА 7**

# **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ В ГРП И ГРЛП**

### **7.1. Исследование характеристик ГРП**

Исходя из того, что оптическое изображение в ГРП формируется совокупностью разрядов (лавин или стримеров), т. е. «коллективным разрядом», в основу исследования их параметров рационально положить методы, применяемые для исследования характеристик газового разряда детекторов экранного типа, используемых в интроскопии.

В нашем случае предпочтение следует отдать оптическому методу. При этом собственная нерезкость, разрешающая способность и контрастная чувствительность преобразователя определяются по изображению на нем специальных мишени и дефектометров, которые обычно регистрируются фотографическим способом. Взаимосвязь между яркостью свечения исследуемого изображения, временем экспозиции и оптической плотностью почернения фотопленки позволяет оценить абсолютную и относительную яркость свечения преобразователя. Эта взаимосвязь обычно задается характеристической кривой. Ее вид может быть найден экспериментально, экспонированием светящейся поверхности с известной яркостью и спектром свечения, определен по табличным и графическим данным или с помощью аналитических выражений. Следует отметить, что вид характеристической кривой зависит от типа пленки и режимов ее обработки. Экспериментальные измерения оптической плотности почернения различных участков негативов позволяют определить распределение экспозиций на пленке и параметры оптического изображения. Измерения оптической плотности почернения негативов обычно проводятся денситометрами.

Относительная яркость газоразрядных преобразователей определялась с помощью фотоумножителя ФЭУ-118, работающего в интегральном режиме. Остальные характеристики – регистрацией изображения фотопленкой или с использованием цифровых камер. В экспериментальных исследованиях использовался светосильный объектив. Микрофотометрирование негативов проводилось на микрофотометре ИФО-451.

### 7.1.1. Экспериментальное исследование яркости ГРП

В связи с тем, что оптическое изображение в ГРП формируется лавинами, развивающимися во всем объеме преобразователя, при определении геометрии экспериментальных исследований необходимо учитывать глубину изображаемого пространства. В нашем случае она зависит от величины  $E/P$ , но не превосходит толщину газового зазора  $d_2$ . При максимальной глубине изображаемого пространства расстояние от детектора до передней главной плоскости объектива:

$$G = \left( \frac{d_g f_1^2}{2\sigma' + d_g \left( \frac{\sigma'}{\psi f_1} \right)} \right)^{1/2}, \quad (7.1)$$

где  $f_1$  – фокусное расстояние объектива;  $\psi$  – относительное отверстие объектива;  $\sigma' = \Delta' \psi$ ,  $\Delta'$  – глубина резкости объектива.

Расстояние от задней плоскости объектива до фотокатода ФЭУ:

$$b = f_1 \left( 1 + \frac{f_1}{f_1 - G} \right). \quad (7.2)$$

В случае использования светосильного объектива  $G \approx 52$  см,  $b \approx 5...6$  см, масштаб изображения  $m \approx 0,125$ , площадь исследуемой поверхности преобразователя  $S_n \approx 5 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>. Учитывая, что на 1 см<sup>2</sup> развивается  $\approx 10^2$  лавин, погрешностью за счет флуктуаций яркости отдельных участков исследуемой поверхности можно пренебречь. Погрешность измерений относительной яркости преобразователей, проведенных в названных условиях при различных значениях  $\psi$ :

$$\sigma_{\text{Вотн}} = 1,1 \sqrt{\sigma_0^2 + 4\sigma_\psi^2} \approx 25 \%, \quad (7.3)$$

где  $\sigma_0 = 0,1$  – относительная погрешность измерения амплитуды импульса;  $\sigma_\psi = 0,1$  – относительная погрешность установки относительного отверстия объектива. Если  $\psi = \text{const}$ , то  $\sigma_{\text{Вотн}} = 1,1 \sigma_0 = 11 \%$ .

Оценка абсолютной яркости свечения ГРП проводилась с использованием фотографической методики. Наличие зависимости относительной яркости от различных режимов работы преобразователя, наполненного одним из исследуемых газов, позволило определять абсолютную яркость только для одного случая. При этом расстояния от поверхности детектора до передней главной плоскости объектива составило  $G = 52$  см. Обработка результатов проводилась с использованием характеристиче-

ских кривых для белого света. Использование собственных векторов характеристических кривых для белого света возможно в связи со слабой зависимостью коэффициента контрастности от длины волн для фото- пленки. Местоположение характеристических кривых на оси экспозиций с использованием определения и данных спектральной чувствительности фотоматериала. Характеристические кривые пленки рассчитывались для средней длины волны свечения исследуемых газов.

Погрешность измерений абсолютной яркости с помощью данной методики определяется несоответствием параметров пленки и справочных данных, некорректностью определения средней длины волны, режимами обработки фотопленки, отсутствием достаточного количества данных для учета понижения чувствительности фотопленки к световым вспышкам короткой длительности, точностью фотометрирования и составляют  $\sigma_1 \approx 30\%$ . Вклад в погрешность измерений вносит также фотографическая система. С учетом ее влияния

$$\sigma = 1,1\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 4\sigma_\psi^2} \approx 40\%, \quad (7.4)$$

где  $\sigma_2 = 0,1$  – относительная погрешность коэффициента пропускания света фотографическим объективом. При  $\psi = const$ ,  $\sigma = 35\%$ .

Исследование зависимости яркости газоразрядного преобразователя от величины напряженности поля  $(E/P)$  и типа рабочего газа проводилась на детекторах с профилем электрода, закругленным по радиусу ( $R$ ), и профилем Фелиси при соответствующих постоянных значениях длительности импульса для каждого газового наполнения. Характерный вид кривых названной зависимости приведен на рис. 7.1–7.4, где кривая 1 соответствует детектору с электродом, сделанным по профилю Фелиси, кривая 2 – профилю с параметром  $R/d_2 = 10$ .

Из них видно, что на каждой кривой можно выделить три участка, соответствующих трем стадиям развития разряда: лавинной, лавинно-стримерной и стримерной. Сравнительно небольшое увеличение яркости ГРП в лавинном режиме в 2–3 раза, при достаточно большом изменении величин  $(E/P)$ , обусловлено уменьшением числа фотонов, приходящихся на один акт ионизации с ростом  $(E/P)$ . Скачок в яркости объясняется значительным увеличением количества актов ионизации на стадии лавинно-стримерного перехода в малом интервале значений  $(E/P) = 2 \dots 4$  В/см·тор. При дальнейшем увеличении напряженности поля скорость нарастания

яркости снижается как за счет уменьшения числа фотонов, приходящихся на один акт ионизации, так и влияния краевого эффекта. Последний на данном этапе является одним из основных факторов, ограничивающих область рабочих напряженностей поля, которые находятся для газоразрядных преобразователей, наполненных неонам, в диапазоне 7...15 В/см·тор, аргоном 10...25 В/см·тор, криптоном 15...30 В/см·тор, ксеноном 19...35 В/см·тор. При работе с вышеназванными величинами ( $E/p$ ) сначала резко уменьшается яркость, затем исчезает изображение.

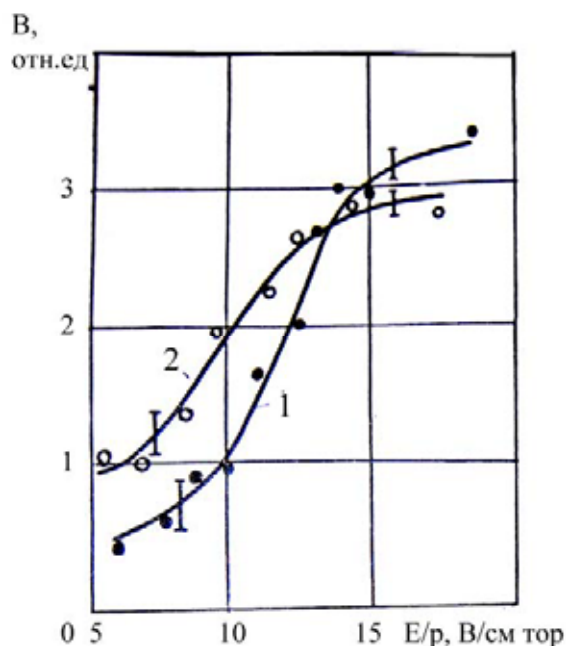


Рис. 7.1. Экспериментальные значения яркости ГРП для неона

Абсолютная яркость газоразрядных преобразователей, наполненных аргоном, криптоном, ксеноном (рис. 7.1–7.4), измеренная при частоте следования импульсов  $f = 25$  Гц на стадии перехода лавины в стример, составила  $\approx 2 \cdot 10^{-2}$  нт; у ГРП, наполненных неонам – 0,2 нт. В рассматриваемом диапазоне напряженностей поля более высокая яркость преобразователей, наполненных неонам, обусловлена в этом газе большим числом фотонов, приходящихся на один акт ионизации, по сравнению с другими.

Увеличение дозы в импульсе в 5 раз после получения предельных характеристик изображения по разрешающей способности и контрастной чувствительности приводит к увеличению свечения преобразователей не более чем в 1,5 раза (рис. 7.5–7.8). Изменение напряжения на аноде рентгеновской трубки в диапазоне 125...195 кВ не приводит к заметному увеличению яркости детекторов.

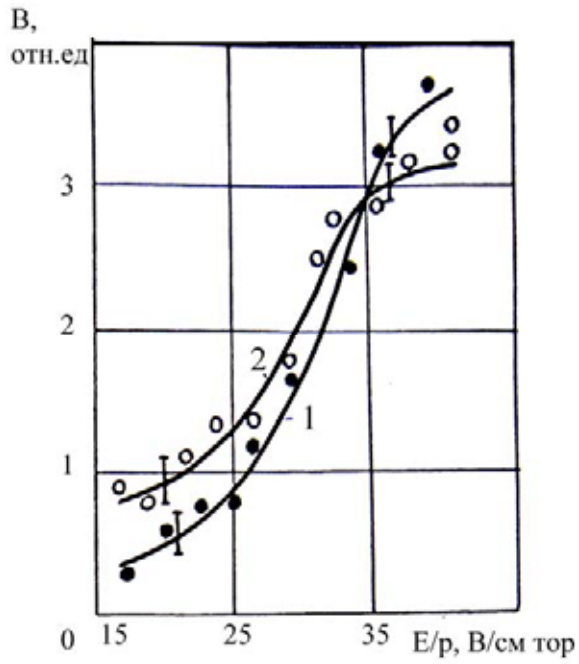


Рис. 7.2. Экспериментальные значения яркости ГРП для аргона

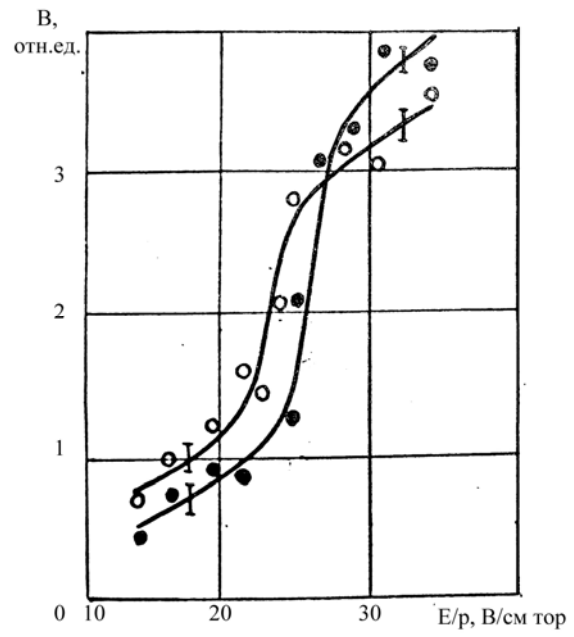


Рис. 7.3. Экспериментальные значения яркости ГРП для криптона

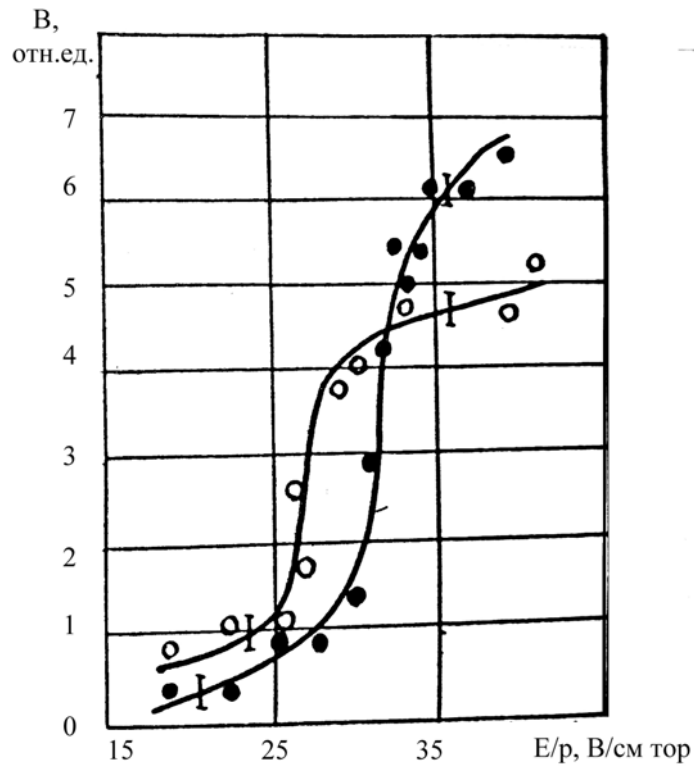


Рис. 7.4. Экспериментальные значения яркости ГРП для ксенона

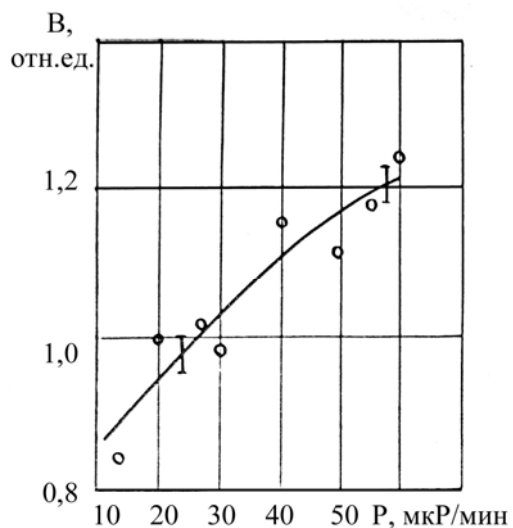


Рис. 7.5. Зависимость яркости от дозы импульса излучения для неона

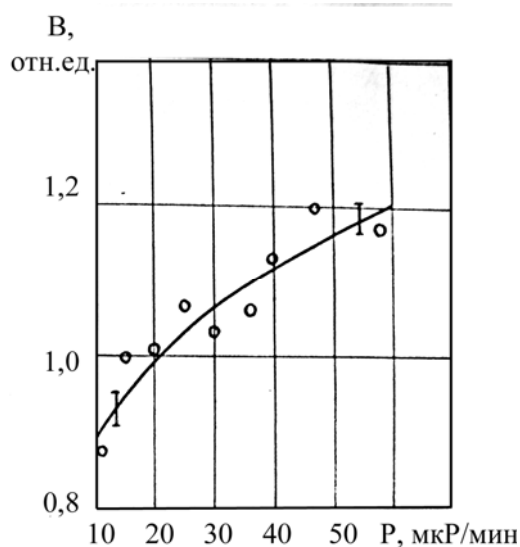


Рис. 7.6. Зависимость яркости от дозы импульса излучения для аргона

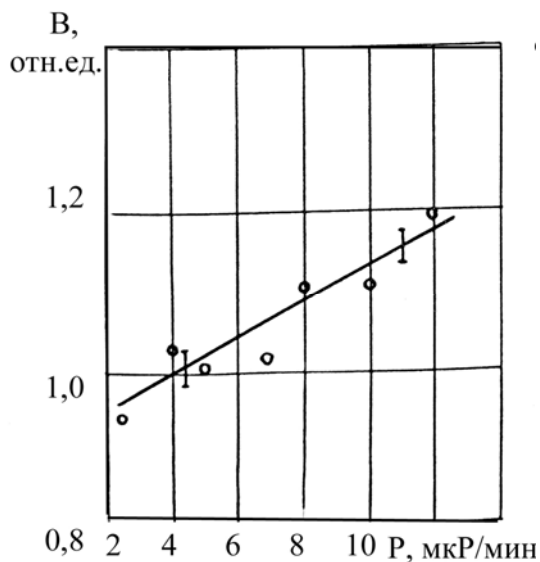


Рис. 7.7. Зависимость яркости от дозы импульса излучения для криптона

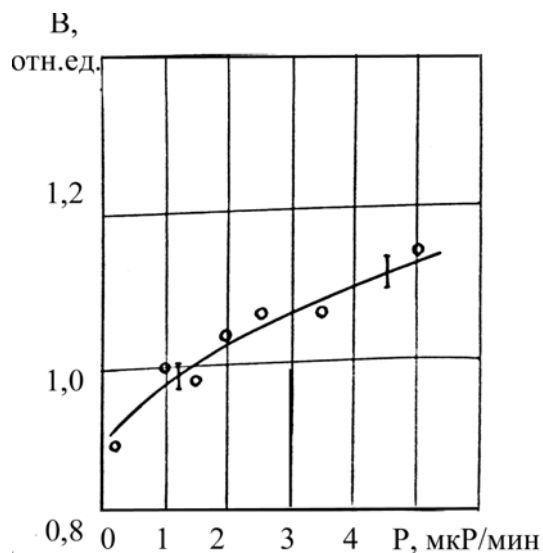


Рис. 7.8. Зависимость яркости от дозы импульса излучения для ксенона

### 7.1.2. Измерение разрешающей способности ГРП

Качество оптического изображения, образующегося на экране преобразователя, существенно зависит от его разрешающей способности и частотно-контрастной характеристики. Последняя наиболее полно характеризует связь между разрешающей способностью (РС) и контрастом изображения. РС определяется с помощью мир или по собственной нерезкости детектора и зависит от контраста изображения.

Учитывая, что все теоретические расчеты характеристик газоразрядных преобразователей проведены на основе полученных значений собственной нерезкости при  $K_\gamma = 1$ , в экспериментальных исследованиях особое внимание уделено именно ее оценке. Кроме того, проведены непосредственные измерения разрешающей способности до 0,5 линий/мм с помощью свинцовой миры.

Собственная нерезкость преобразователя ( $U_c$ ) определялась по размытию изображения резкого края, сформированного тонкой свинцовой пластиной, фотометрированием негативов изображения этого края. При этом обеспечивается требуемое условие  $K_\gamma = 1$ .

Погрешность измерений собственной нерезкости зависит от геометрической нерезкости ( $U_r$ ), непараллельности плоскостей газоразрядного преобразователя и фотопленки ( $U_1$ ), точности установки края изображения вблизи оптической оси объектива ( $U_2$ ), глубины изображаемого пространства ( $U_3$ ), погрешности микрофотометрирования.

Первая из указанных характеристик определялась с помощью рентгеновской пленки и не превышала 0,1 мм.

Последняя характеристика, в основном, зависит от непараллельности установки и щели относительно границы изображения, размеров щели, зернистости пленки, ЧКХ микрофотометра и составляет 5...10 %.

Выбор размеров щели при микрофотометрировании ограничен, с одной стороны, величиной зерна фотопленки и флуктуациями оптической плотности, а с другой, – величиной размытия резкого края, которая на негативе зависит от масштаба фотографирования:

$$m = \frac{f_1}{G - f_1}. \quad (7.5)$$

Из формулы (7.5) видно, что при  $f_1 = const$ , масштаб фотографирования определяется расстоянием от плоскости ГРП до передней главной плоскости объектива ( $G$ ). В нашем случае приемлемым значением масштаба можно считать  $m = 0,125$ ; тогда, используя выражение (7.1) при  $U_3 = 0,05$  мм,  $\psi = 0,5$ ,  $f_1 = 58$  мм,  $d_g = 8$  мм, получим  $G = 520$  мм.

Неточность установки края изображения относительно оптической оси объектива  $b_1 \cong 3$  мм, что соответствует размытию резко очерченной границы

$$U_2 \approx \frac{d_g b_1}{G + b_1} \approx 0,05 \text{ мм}. \quad (7.6)$$



Величина  $U_1$  зависит от угла между плоскостью, параллельной плоскости детектора и плоскости фотопленки ( $\varphi$ ), и толщины газового зазора ( $d_2$ ):

$$U_1 \approx d_2 \operatorname{tg} \varphi. \quad (7.7)$$

При проведении экспериментальных исследований  $\varphi = 4^\circ$ , то есть  $U_1 \cong 0,5$  мм.

Известно, что общая нерезкость изображения равна

$$U = (U_C^2 + U_r^2 + U_1^2 + U_2^2 + U_3^2)^{1/2}. \quad (7.8)$$

Из выражения (7.8) следует, что в условиях предложенной геометрии величина  $U$ , в основном, зависит от  $U_C$  и  $U_1$ . Таким образом, погрешность измерений собственной нерезкости газоразрядных преобразователей определяется погрешностью измерений  $U$  и  $U_1$ , составляет 10...20 %.

Результаты измерений собственной нерезкости приведены на рис. 7.9–7.12. Несколько большие значения экспериментальных данных (сплошная линия) обусловлены неучтенным влиянием рассеянного излучения при теоретических расчетах. Изображения свинцовой миры представлены на рис. 7.13–7.15. Из приведенных рисунков видно, что собственная нерезкость и разрешающая способность газоразрядных преобразователей зависит от типа рабочего газа и энергии излучения при наполнении детектора криптоном или ксеноном. При использовании в качестве рабочего газа аргона или неона изменение энергии излучения не оказывает существенного влияния на эти характеристики. Увеличение дозы излучения в импульсе и изменение величины  $E/P$ , в выбранных ее диапазонах, при лавинной стадии разряда не оказывает существенного влияния на собственную нерезкость и разрешающую способность детекторов. На основе экспериментальных данных получены выражения, которые с удовлетворяющей нас точностью описывают зависимость собственной нерезкости газоразрядных преобразователей от величины максимального амплитудного значения напряжения на аноде рентгеновской трубки ( $U_{P.T.}$ ) в области 125...195 кВ:

$$U_{Xe,Kr} = \frac{Z_{Xe}}{Z_2} (4,1 \cdot 10^{-5} U_{P.T.}^2 - 5,3 \cdot 10^{-3} U_{P.T.} + 1,2); \quad (7.9)$$

$$U_{Kr,Ar} = 5,7 \left( \frac{Z_M Z_{Ar}^2}{Z_{Al} Z_2^2} \right)^{1/4}, \quad (7.10)$$

где  $Z_{Xe}$ ,  $Z_{Ar}$ ,  $Z_2$  – порядковый номер ксенона, аргона и используемого газа, соответственно;  $Z_{Al}$ ,  $Z_M$  – порядковый номер алюминия и материала электрода.

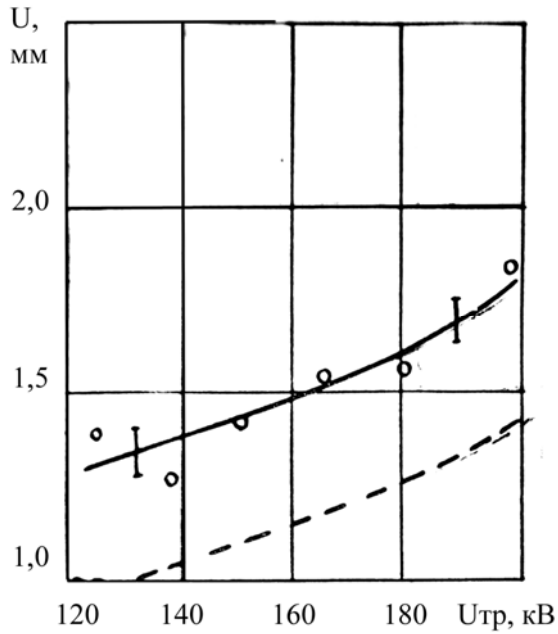


Рис. 7.9. Измеренные значения собственной нерезкости ГРП с ксеноновым наполнителем

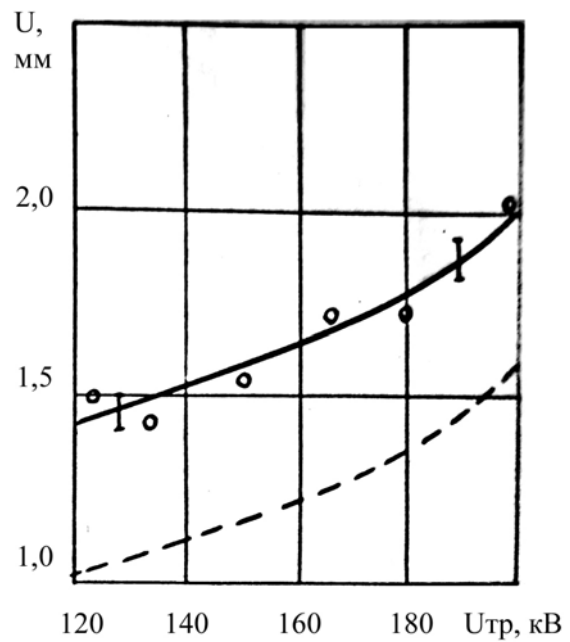


Рис. 7.10. Измеренные значения собственной нерезкости ГРП с криптоновым наполнителем

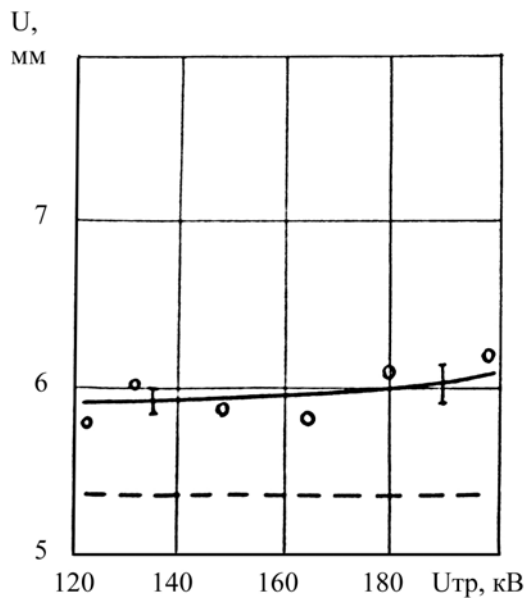


Рис. 7.11. Измеренные значения собственной нерезкости ГРП с аргоновым наполнителем

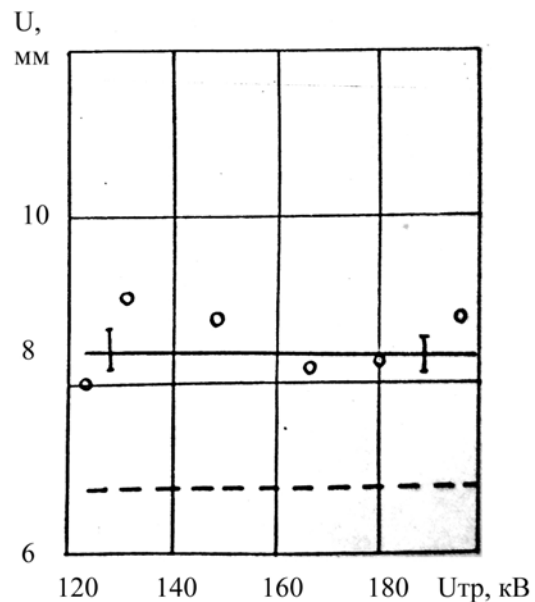
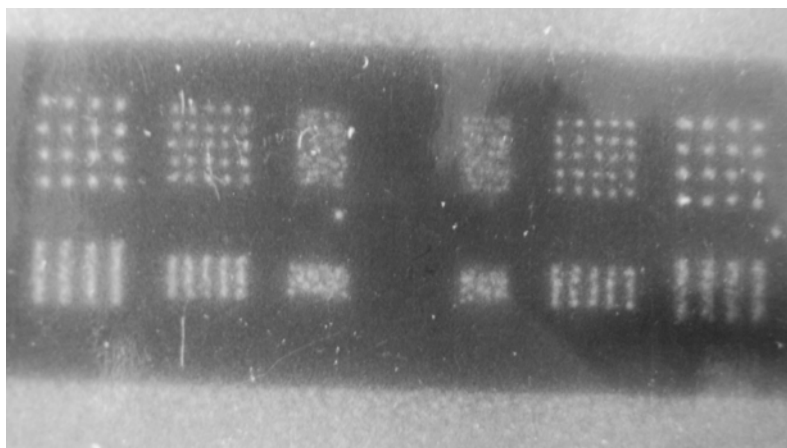
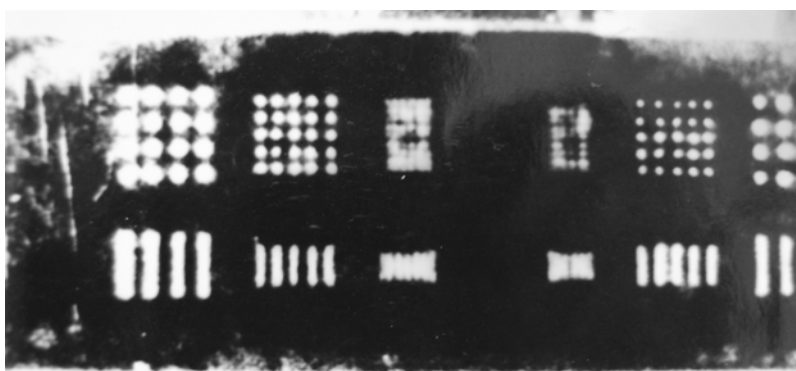


Рис. 7.12. Измеренные значения собственной нерезкости ГРП с неоновым наполнителем

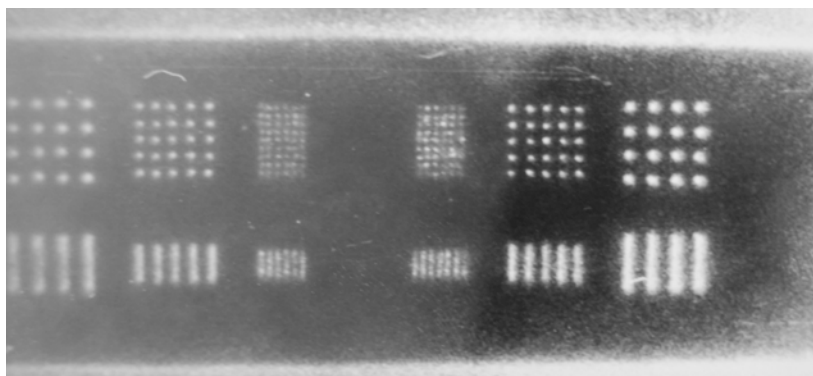
Частотно-контрастные характеристики газоразрядных преобразователей по экспериментальным значениям собственной нерезкости находятся подстановкой в формулы (6.8) и (6.10) выражений (7.9) и (7.10). При минимальном контрасте, близком к пороговому, в области исследований энергий рентгеновского излучения разрешающая способность ГРП, наполненных неоном, составляет 0,17 линии/мм, аргоном – 0,25 линии/мм, криптоном 0,6...0,8 линии/мм, ксеноном – 0,85...1,2 линии/мм.



*Рис. 7.13. Изображение свинцовой миры (аргон)*



*Рис. 7.14. Изображение свинцовой миры (криптон)*



*Рис. 7.15. Изображение свинцовой миры (ксенон)*

### **7.1.3. Определение контрастной чувствительности и оптимальной задержки импульса питания ГРП относительно импульса излучения**

Детектор излучения преобразует рентгеновский контраст в контраст оптического изображения, связь между которыми в общем случае определяется соотношением

$$K_{оп}(\nu) = \gamma K_{\gamma}(\nu) Q(\nu), \quad (7.11)$$

где  $\gamma$  – коэффициент контрастности.

$Q(\nu)$  зависит от ширины дефекта ( $l$ ), собственной нерезкости преобразователя ( $U_c$ ), и при  $3l = 2U_c$ ,  $Q(\nu) \rightarrow 1$ . Таким образом, при использовании дефектометра с соответствующими размерами ступеней, при которых выполняется приведенное неравенство, выражение (7.13) примет вид:

$$K_{оп}(\nu) = \gamma K_{\gamma}(\nu). \quad (7.12)$$

Отсюда следует, что коэффициент контрастности газоразрядного преобразователя равен

$$\gamma = \frac{K_{оп}(\nu)}{K_{\gamma}(\nu)}. \quad (7.13)$$

Из формулы (7.13) следует, что его определение сводится к измерению или вычислению оптического и рентгеновского контрастов.

Определение рентгеновского контраста проводилось с помощью рентгеновской пленки. В этом случае

$$K_{\gamma} = \frac{\Delta S_1}{0,43\alpha_1}, \quad (7.14)$$

где  $\Delta S_1$  – приращение оптической плотности почернения рентгеновской пленки;  $\alpha_1$  – коэффициент контрастности рентгеновской пленки.

Последний зависит от типа пленки, срока ее хранения, режимов проявления, оптической плотности и других факторов, поэтому для повышения точности измерений его целесообразно каждый раз определять экспериментально. Для этого находят оптические плотности почернения рентгеновской пленки  $S_1$  и  $S_2$  при одной и той же мощности экспозиции дозы за время  $t_1$  и  $t_2$ . При этом

$$\alpha_1 = \frac{S_1 - S_2}{\lg t_1 / t_2}. \quad (7.15)$$

Подставляя выражение (7.15) в (7.14), получим

$$K_{\gamma} = \frac{\Delta S_1 \ln t_1 / t_2}{S_1 - S_2}. \quad (7.16)$$

Оптический контраст изображения на газоразрядном преобразователе определяется фотометрированием снимков изображения дефектометра. По аналогии с выражением (7.16) получим оптический контраст изображения:

$$K_{оп} = \frac{\Delta S_2 \ln t_3/t_4}{S_3 - S_4}, \quad (7.17)$$

где  $\Delta S_2$  – приращение оптической плотности почернения фотопленки;  $S_3, S_4$  – оптическая плотность почернения фотопленки за время экспонирования  $t_3$  и  $t_4$ , соответственно.

Тогда коэффициент контрастности газоразрядного преобразователя можно найти из выражения:

$$\gamma = \frac{\Delta S_2 (S_1 - S_2) \ln t_3/t_4}{\Delta S_1 (S_3 - S_4) \ln t_1/t_2}. \quad (7.18)$$

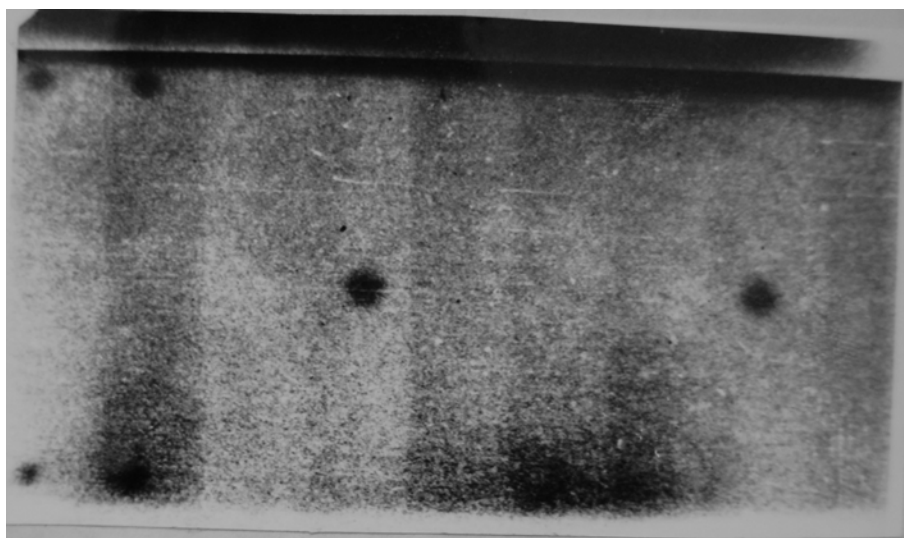
Определение неизвестных составляющих в формуле (7.18) проводилось следующим образом. На непрозрачный электрод газоразрядного преобразователя накладывалась рентгеновская пленка, небольшой участок которой закрывался свинцовой пластиной. Между газоразрядным преобразователем и излучателем помещался дефектометр и проводилось облучение. После некоторого фиксированного времени свинцовую пластину убирали и облучали пленку еще некоторое время. Одновременно проводилось фотографирование изображения дефектометра, полученного на газоразрядном преобразователе. Затем проявляли пленки и, путем фотометрирования, определялись значения оптических плотностей. Подстановкой их в выражение (7.18), оценивается коэффициент контрастности газоразрядного преобразователя, который для ГРП, наполненных неонам, в интервале значений  $E/P = 9...15$  В/см·тор составил 0,13; аргоном ( $E/P = 15...20$  В/см·тор) – 0,26; криптоном ( $E/P = 20...30$  В/см·тор) – 0,5; ксеноном ( $E/P = 25...35$  В/см·тор) – 0,6. Погрешность измерений величины коэффициента контрастности определяется погрешностями фотометрирования рентгеновской и фотопленки и составляет 15...20 %.

При пороговом контрасте яркости глаза и яркости фона 0,01...0,1 нт  $K_{II} = 0,44$ , минимально выявляемый контраст рентгеновского изображений равен

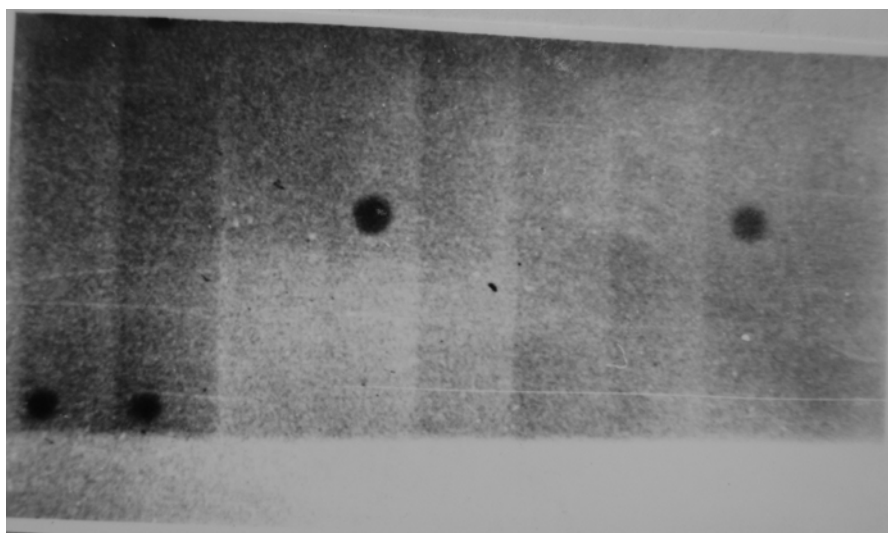
$$K_{\gamma} = \frac{K_{II}}{\gamma}. \quad (7.19)$$

Для газоразрядных преобразователей, наполненных неон, аргон, криптоном, ксеноном,  $K_\gamma$ , соответственно, равен 0,3; 0,15; 0,08; 0,07. На рис. 7.16 и 7.17 приведены изображения дефектометра, полученного на газоразрядных преобразователях, наполненных аргон и криптоном. Дефектометр алюминиевый, высота ступеньки – 1 мм, максимальная толщина – 10 мм; толщина дюралюминиевого электрода равна 3 мм.

При определении оптического контраста в формулы (6.15) и (6.20) необходимо ввести коэффициент контрастности. С его учетом проволочка, диаметром 0,4 мм, выявляется на газоразрядных преобразователях, наполненных аргон, криптоном, ксеноном. С помощью двух последних обнаруживается проволочка диаметром 0,3 мм (рис. 7.18–7.20).



*Рис. 7.16. Изображение дефектометра (аргон)*



*Рис. 7.17. Изображение дефектометра (криптон)*

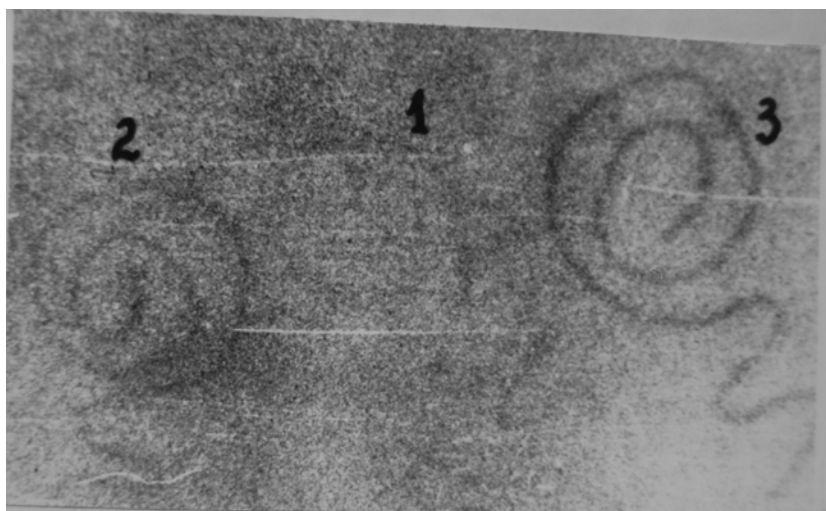


Рис. 7.18. Изображение проволочек (аргон), диаметр проволочек:  
1 – 0,4 мм; 2 – 0,7 мм; 3 – 1,0 мм

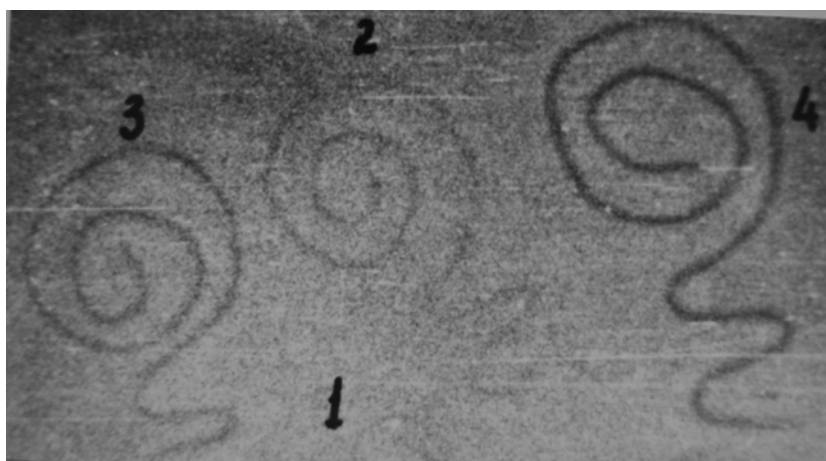


Рис. 7.19. Изображение проволочек (криптон), диаметр проволочек:  
1 – 0,3 мм; 2 – 0,4 мм; 3 – 0,7 мм; 4 – 1,0 мм

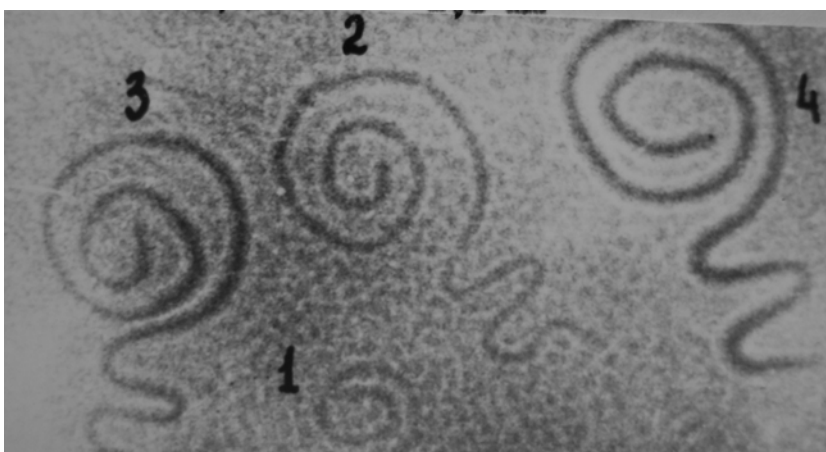


Рис. 7.20. Изображение проволочек (ксенон), диаметр проволочек:  
1 – 0,3 мм; 2 – 0,4 мм; 3 – 0,7 мм; 4 – 1,0 мм

Качество изображения, получаемого на газоразрядном преобразователе, зависит от времени задержки ( $t_3$ ) импульса питания детектора относительно импульса излучения. Это обусловлено тем, что одновременно с процессом накопления информации о контролируемом объекте происходит ее уменьшение за счет рекомбинации и диффузии электронов, формирующих скрытое изображение.

Оптимальное время задержки определялось следующим образом. Находилось  $t_3$ , при котором оптическое изображение свинцовой пластины казалось наилучшим. От этого времени в ту или другую сторону изменялось время задержки до тех пор, пока не наблюдалось очевидного ухудшения качества изображения. В найденном интервале времени проводилось фотографирование изображения и по полученным негативам определялась его нерезкость ( $U$ ). По зависимости  $U$  от  $t_3$  можно найти оптимальное время задержки в интервал изменения  $t_3$ . Последний для газоразрядных преобразователей, наполненных неоном, –  $(0,4 \dots 1) \cdot 10^{-6}$  с, для ГРП, наполненных аргоном, криптоном, ксеноном –  $(0,4 \dots 0,6) \cdot 10^{-6}$  с.

## 7.2. Методика измерения параметров ГРЛП

Фотографическая и телевизионная регистрация изображений с ГРЛП является в настоящее время основной, поэтому существует необходимость в установлении функциональных связей изображений на фотопленке или фотополупроводниковой мишени и преобразователе.

Проявление и обработка полученных негативов производилась в соответствии с указаниями, приведенными в справочнике [2], с использованием данной совокупности собственных векторов характеристических кривых.

В экспериментах использовалась отечественная негативная фотопленка, что позволило провести абсолютные измерения. Микрофотометрирование негативов производилась на микрофотометре ИФО-451. Схема фотографирования представлена на рис. 7.21. Основной режим работы газоразрядного преобразователя – частотный, поэтому удобно пользоваться усредненными характеристиками и за время усреднения  $T$  принимать период следования импульсов.

Средние за период  $T$  энергетическая яркость  $B_{\text{Э}}$  люминесцентного слоя расположенного на непрозрачном электроде, освещенность  $E_{\text{Э}}$  и экспозицию  $H_{\text{Э}}$  фотопленки от слоя можно определить из выражений

$$B_{\text{Э}} = \frac{\eta N_P \overline{h\nu} \alpha_b (1 + \rho_b)}{4\pi T}; \quad (7.20)$$

$$E_{\text{Э}} = \frac{\tau_{\text{ОП}} \tau_{\text{О}} \psi^2 \overline{h\nu} \eta N_P \alpha_b (1 + \rho_b) \cos^3 \theta k_S}{16T(\beta + 1)^2}; \quad (7.21)$$



$$H_{\text{Э}} = \frac{\tau_{\text{оп}} \tau_{\text{о}} \psi^2 \overline{h\nu} \eta N_p \alpha_b (1 + \rho_b) \cos^3 \theta k_s}{16T(\beta + 1)^2}, \quad (7.22)$$

где  $N_p$  – количество квантов УФ-излучения газового разряда, упавшее на единичную площадку люминесцентного слоя за время усреднения  $T$ ;  $\overline{h\nu}$  – средняя энергия квантов люминесценции;  $\eta$  – энергетический коэффициент преобразования УФ-излучения люминофором;  $\theta$  – угол между нормалью к площадке  $dS$  слоя и направлением наблюдения (регистрации);  $\alpha_b$  – коэффициент поглощения возбуждающего излучения;  $\rho_b$  – коэффициент рассеяния слоем излучения люминесценции;  $k_s$  – коэффициент виньетирования объектива;  $\beta$  – масштаб отображения (отношение размера изображения к размеру объектива);  $\psi$  – оптическая светосила объектива;  $\tau_{\text{оп}}$  – коэффициент светопропускания выходного окна преобразователя;  $\tau_{\text{о}}$  – коэффициент светопропускания объектива.

Данные выражения устанавливают связь между яркостью свечения люминесцентного слоя преобразователя, освещенностью и экспозицией изображения на фотопленке. Экспозиция связана с оптической плотностью почернения с помощью характеристической кривой. Характеристические кривые для контрастной пленки и определенного режима проявления представляются таблично, графически или в виде аналитических выражений. Таким образом, экспериментальные измерения оптической плотности почернения на различных участках негативов позволяют вычислить распределение экспозиций на пленке и параметры оптического изображения на люминесцентном слое преобразователя.

При получении и обработке экспериментальных результатов возникают погрешности. Оценим общие погрешности измерения экспозиции и яркости ГРЛП фотографическим методом.

При освещении фотопленки светом люминесцентного слоя преобразователя плотность почернения  $D$  и экспозиции  $H$  связаны соотношением

$$D - D_0 = \gamma \lg(H_{\text{Э}} n_K S_{\lambda}) + C', \quad (7.23)$$

где  $\gamma$  – градиент характеристической кривой;  $H_{\text{Э}}$  – экспозиция от одной световой вспышки преобразователя;  $n_K$  – число световых вспышек;  $S_{\lambda}$  – спектральная чувствительность пленки для волны видимого излучения преобразователя;  $C'$  – постоянная.

Учитывая, что на линейном участке характеристической кривой и при фиксированном режиме проявления  $C'$ ,  $\gamma$  и  $D_0$  постоянны, для относительной погрешности абсолютных измерений экспозиций  $\delta_{H_a}$  можно записать выражение:

$$\delta_{Ha} = \sqrt{\left(\frac{2,3\Delta D}{\gamma}\right)^2 + \delta_{S_\lambda}^2 + \delta_{n_k}^2 + \delta_{H_H}^2 + (3\delta_{C_H})^2}, \quad (7.24)$$

где  $\Delta D$  включает  $\Delta D_M$  и  $\Delta D_P$ ,  $\Delta D_M = 0,02$  определяется классом микрофотометра;  $\Delta D_P = 0,02$  связана с представлением характеристической кривой по методу собственных векторов конечным ступенчатым рядом,  $\Delta D = \sqrt{(\Delta D_M)^2 + (\Delta D_P)^2} = 0,03$ .

Относительная погрешность спектральной чувствительности  $\delta_{S_\lambda} = \frac{dS_\lambda}{S_\lambda}$  обусловлена, в основном, несоответствием параметров данной конкретной пленки и усредненных данных справочника и составляет  $\approx 30\%$ . Счет числа импульсов при фотографировании осуществлялся пересчетным прибором с исключением возможности сбоя, поэтому  $\delta_{n_k} = 0$ .

Кроме того, в погрешность измерения абсолютных значений экспозиций вносят вклад еще два фактора, которые учитываются в выражении (7.24). Одним из них является несохранение закона взаимозаменяемости, характеризующего изменчивость фотографического эффекта, вызываемого данным количеством освещения при различных соотношениях интенсивности света и длительности его действия. Собственные векторы характеристических кривых даны для времен экспозиций  $t_9 = 1 \cdot 10^{-2}$  с, поэтому при измерении абсолютных значений экспозиций по данной методике от импульсных источников с временем высвечивания  $< 10^{-2}$  с, возникает погрешность, относительная величина которой  $\approx 0,2$ . Для люминесцентных слоев со временем высвечивания  $\geq 10^{-2}$  с эту погрешность можно не учитывать.

Другим влияющим фактором могут быть флуктуации экспозиций вследствие дискретности изображений на преобразователе, значительно превышающей зернистость фотоматериалов. Учитывая, что в режиме изменений плотность разрядов была высокой ( $n_p \geq 200 \text{ см}^{-2}$ ) и производилось накопление с регистрацией на один кадр фотопленки 10 вспышек преобразователя, а также то, что размеры щели при измерении энергетических характеристик выбирались большими ( $a, b > 0,1 \text{ мм}$ ). Погрешностью, связанной с дискретностью изображений, можно пренебречь ( $\delta_{C_H} \geq 0$ ).

Таким образом, относительная погрешность измерения абсолютных экспозиций, в основном, определяется методическими погрешностями и равна:

$$\delta_{Ha} = \sqrt{\delta_{H_H}^2 + \delta_{S_\lambda}^2} \cong 36\% \text{ при } t_b < 10^{-2} \text{ с}; \quad (7.25)$$

$$\delta_{Ha} = \delta_{S\lambda} = 30\%, \quad t_b > 10^{-2} \text{ с.} \quad (7.26)$$

Экспозиция связана с яркостью, согласно выражениям (7.20), (7.21). Учитывая, что параметры  $\beta, \theta, T$  можно достаточно точно измерить, для относительной погрешности измерения абсолютной яркости справедливо выражение:

$$\delta_{Ba} = \sqrt{\delta_{Ha}^2 + \delta_{\omega}^2 + \delta_{\psi}^2}, \quad (7.27)$$

где  $\delta_{\tau_0}$  – относительная погрешность коэффициента пропускания света фотографическим объективом;  $\delta_{\psi}$  – относительная погрешность установки относительно отверстия объектива.

Для объектива, имеющего фиксирование положения диаграммы, ГОСТы регламентируют погрешность маркировки относительного отверстия  $\delta_{\psi} = 10\%$  при  $1/4 \geq \psi \geq 1/11$ . Погрешность  $\delta_{\tau} = 10\%$  обусловлена приближенным заданием  $\tau_0$  для белого света и использованием его для монохроматического излучения люминесцентного слоя. Результирующая погрешность  $\delta_{Ba} = 42\%$ . При постоянном  $\psi$  и времени высвечивания люминесцентного слоя  $t_b > 10^{-2}$  с,  $\delta_{Ba} = 33\%$ . Погрешность относительных измерений экспозиции  $\delta_{\text{Нотн}}$  при работе на линейном участке характеристической

кривой равна:  $(\gamma = 1)\delta_{\text{Нотн}} = \sqrt{2} \frac{2,3\Delta D_M}{\gamma} = 4,6\%$ . Когда фотографирова-

ние проводится на одну и ту же пленку и с одним и тем же  $\Psi$ ,  $\delta_{\text{Вотн}}$  – минимально и  $\delta_{\text{Вотн}} = \delta_{\text{Нотн}} = 5\%$ . При измерениях с различными  $\Psi$ ,  $\delta_{\text{отн}} = 15\%$ .

Для относительных измерений яркости и экспрессионного контроля работоспособности преобразователя использовался интегральный фотометр на основе ФЭУ с регистрацией показаний цифровым вольтметром В7-27А. Оценим погрешность измерения относительной яркости данным прибором.

Напряжение на интегрирующем конденсаторе фотометра  $U_c$  пропорционально полной экспозиции на фотокатоде  $E_{\phi}$ , которая связана с яркостью изображения двух измерений при фиксированной геометрии справедливо равенство:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{U_1}{U_2} \left( \frac{\psi_2}{\psi_1} \right)^2. \quad (7.28)$$

Тогда погрешность измерения яркости составит

$$\delta_{\text{Вотн}} \cong \sqrt{2} \cdot \sqrt{\delta_u^2 + \delta_{\psi}^2}, \quad (7.29)$$

где  $\delta_u = 0,01$  определяется точностью цифрового вольтметра  $\delta_{\psi} = 0,1$ .

При измерениях с фиксированным  $\psi$ ,  $\delta_{\text{Вотн}} = (1 \dots 2)\%$  с переменным  $\delta_{\text{Вотн}} \cong 28\%$ . При определении относительной эффективности люминофоров с различными спектрами и длительностью высвечивания, основная погрешность будет определяться погрешностью справочных данных по спектральной чувствительности ФЭУ и равна  $\delta_{\text{э}} = 30\%$ . Спектр высвечивания люминофоров измерялся спектрофотометром СФ-4А и сравнивался со справочными данными.

Постоянная интегрирования фотометра выбиралась из условия  $(RC)_u \geq (5 - 10) \cdot \tau_{b\text{max}}$ , где  $\tau_{b\text{max}}$  – постоянная высвечивания, люминофора (из ряда сравниваемых по эффективности) с максимальной длительностью высвечивания.

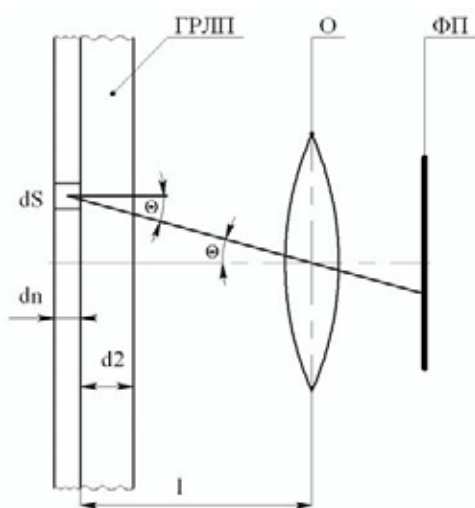


Рис. 7.21. Схема фотографирования изображений с ГРП

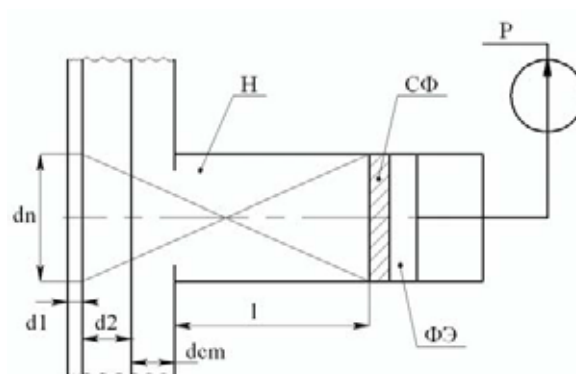


Рис. 7.22. Схема измерения средней яркости ГРП

Для сравнения дополнительно проведены абсолютные измерения средней яркости ГРЛП, которые производились по освещенности. Освещенность измерялась люксметром Ю-17 с корригирующим светофильтром (рис. 7.22), кривая пропускания которого повторяет кривую спектральной чувствительности человеческого глаза. Яркость по освещенности определялась как  $B = \frac{E_{\phi} \cdot S_n}{l + d_{CT} + d_g}$ ;  $E_{\phi}$  – освещенность селе-

нового фотоземляного элемента (ФЭ) люксметра;  $l$  – расстояние от ГРЛП до ФЭ;  $S_n$  – площадь участка люминесцентного слоя, с которого свет попадает на ФЭ;  $d_{CT}$  – толщина выходного окна ГРЛП. Поперечный размер участка на люминесцентном слое выбирался не более чем

$(0,1...0,2) \cdot (l + d_{CT} + d_g)$ . Погрешность в данном случае определяется, в основном, погрешностью в измерении освещенности люксметром и равна  $\approx 10...15\%$ .

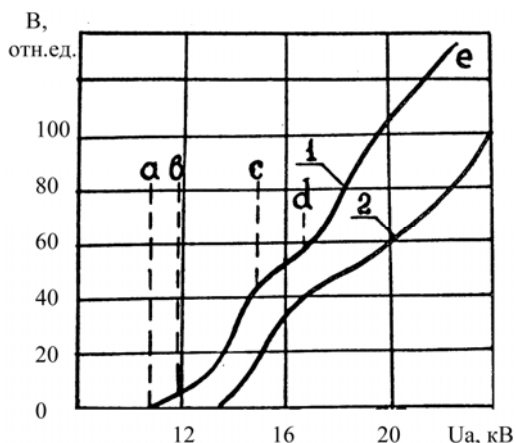


Рис. 7.23. Яркость свечения ГРП со слоем паратерфенила

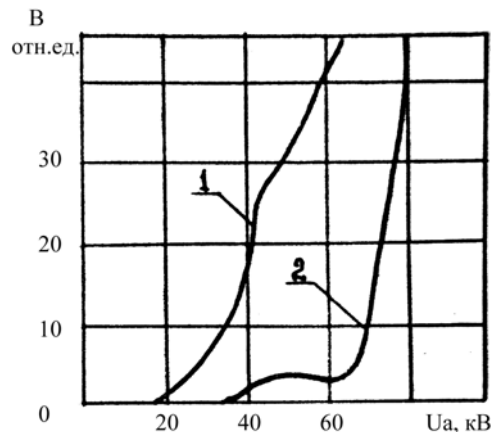


Рис. 7.24. Зависимость яркости свечения ГРП от амплитуды импульсов питания при различных дозах

Разрешающая способность преобразователей определялась двумя методами: с помощью набора специальных миш и по собственной нерезкости. Достоинством измерения разрешающей способности с помощью миш является то, что в этом случае измеряется непосредственно искомая характеристика детектора. Но результаты измерений носят субъективный характер, зависят от количества операторов, их профессиональной подготовленности, физиологических особенностей организма и требуют усреднения. Погрешность измерения разрешающей способности зависит от числа наблюдений (количества операторов). Оценка производилась с использованием критерия Стьюдента.

Рентгеновские миры изготавливались из свинца (латуни), их толщина выбиралась из условия создания 100 % контраста при качестве излучения, соответствующем слою половинного ослабления (СПО), равного 6 мм алюминия ( $E_{эфф} \approx 45$  кэВ).

Измерения разрешающей способности преобразователей по собственной нерезкости носят объективный характер, могут проводиться одним оператором, но метод является косвенным и трудоемким.

Нерезкость изображения определялась при фотометрировании снимков изображения объекта, создающего в газовом объеме 100 % рентгеновский контраст и имеющего резкий край. Для оценки нерезкости изображения по крайней функции, в основном, использовался следующий метод.

По характеристической кривой действующих экспозиций находилась максимальная производная  $(dH/dx)_{\max}$ . Параметр эквивалентного распределения, описываемого интегралом вероятности  $\Phi(x/\sigma)$ , связан с производной как  $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2\pi} (dH/dx)_{\max}}$ , а нерезкость изображения  $U_C = 3\sigma$ . Для контраста  $R(\nu_p) = 0,02$  эквивалентного распределения разрешающая способность  $\nu_p = \frac{1,3}{U_C}$ .

В газоразрядно-люминесцентном преобразователе общая нерезкость  $U_C$  включает нерезкость, обусловленную геометрией просвечивания  $U_G$ , а также и нерезкость изображения, формируемого начальным распределением резонансно-возбужденных атомов или возбужденных молекул  $U_H$ . Собственная нерезкость примерно совпадает с нерезкостью изображения, получаемого на люминесцентном слое,  $U_L$ .

В экспериментах резкий край формировался с помощью тонкой свинцовой пластины ( $d_{\text{пласт}} = 1$  мм).

Геометрическая нерезкость предварительно определялась с помощью рентгеновской пленки и для условий эксперимента обеспечивала неискаженную передачу пространственных частот до  $10 \text{ мм}^{-1}$ .

По сравнению с обычным ГРП, в ГРЛП требования к фотографической системе при измерениях нерезкости значительно ослаблены, так как изображение не объемное, а плоское и формируется свечением очень тонкого ( $d \approx 0,1$  мм) люминесцентного слоя.

Вследствие этого, дополнительное увеличение нерезкости изображения при фотографировании резкого края, за счет нецентрального проектирования изображения, отсутствует. Также малое влияние на нерезкость оказывает и неточная установка параллельности плоскости преобразователя. Глубина резко изображенного пространства при обычных условиях фотографирования составляет  $\approx 1$  мм, что много больше эффективной толщины люминесцентного слоя.

Некритичность к параметрам оптической системы съема и передачи информации является существенным преимуществом ГРЛП по сравнению с обычным ГРП, особенно при больших размерах преобразователей.

Основными источниками ошибки при микрофотометрических измерениях являются зернистость пленки и ЧКХ микрофотометра, которая может быть представлена в виде

$$R_M(\nu) = R_0(\nu) \cdot R_{\text{Ц}}(\nu), \quad (7.30)$$

где  $R_0(\nu)$  и  $R_{щ}(\nu)$  – соответственно, ЧКХ оптической системы и сканирующей щели микрофотометра.

ЧКХ щели, приведенная к масштабу ГРЛП, равна:

$$R_{щ}(\nu) = \frac{\sin(\pi\nu a \cdot \beta^{-1})}{\pi\nu a\beta^{-1}} \cdot \frac{\sin(\pi\nu b\beta^{-1} \sin \varphi)}{\pi\nu b\beta^{-1} \sin \varphi}, \quad (7.31)$$

где  $a$  и  $b$  – ширина и длина щели;  $\varphi$  – угол непараллельности установки щели и линейной границы изображения на пленке при измерении размытия.

Влиянием ЧКХ микрофотометра на передачу пространственных частот  $\nu < 10 \text{ мм}^{-1}$  можно пренебречь, проводя измерения при  $\varphi \leq 0,1$  град и размерах щели  $a \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}$ ,  $b \leq 1 \text{ мм}$ .

Зернистость, связанная с конечной плотностью разрядов на преобразователе, уменьшалась накоплением.

Кроме того, проводилось сглаживание экспериментальных кривых переходов методами математической статистики. Вследствие нелинейности характеристически кривых, сглаживание проводилась для  $H_3$ . Флуктуации с большими амплитудами, имеющими, как правило, высокую пространственную частоту, превышающую предельную, воспроизводимую преобразователем, легко обнаруживалась и на кривых перехода для оптических плотностей почернения.

Обработка 3...5 кривых перехода со степенью накопления  $10^1 \dots 10^2$  вспышек обеспечивала независимость результатов измерения от статистических флуктуаций.

Фотографирование изображений резкого края производилось с постоянным относительным отверстием. Погрешность измерения нерезкости, в основном, определялась погрешностью в измерениях относительных значений экспозиций и составляла  $\approx 5 \%$ .

### **7.2.1. Измерение энергетических характеристик ГРЛП**

Измерения яркости изображения проводились на преобразователях с люминесцентными слоями, работающими «на отражение», в которых технологически легче обеспечить высокую однородность свечения рабочего поля.

На рис. 7.23 приведены зависимости яркости свечения в относительных единицах от напряженности электрического поля идентичных по контрастности преобразователей: без люминесцентного слоя и со слоем органического люминофора паратерфенила. На графиках можно отметить четыре основные области работы преобразователей: лавинную ( $ab$ ), лавинно-стримерную ( $bc$ ), стримерную ( $cd$ ) и стримерно-искровую ( $de$ ). Лавинная и стримерная области характеризуются более плавным ростом яркости с увеличением напряженности, чем лавинно-стримерная и

стримерно-искровая. Ширина области лавинно-стримерного перехода равна 0,5...1,5 кВ.

Характеристику  $B = f(E)$ , а также скорость роста яркости  $(dB/dE) = f(E)$  можно использовать для анализа влияния условий работы на качество изображения. Так, с увеличением экспозиционной дозы в плоскости преобразователя стримерная область сужается и лавинно-стримерный переход непосредственно переходит в стримерно-искровой (рис. 7.24). На рис. 7.25, 7.26 представлены зависимости  $(dB/dE) = f(E)$  при различных индуктивностях разрядного контура и экспозиционных дозах для ГРПП с люминесцентным слоем на основе виллемита (К-35). Увеличение индуктивности разрядного контура приводит к уменьшению скорости роста тока разряда и, согласно характеристики, к уменьшению скорости роста УФ-излучения. При увеличении экспозиционной дозы ( $\geq 50$  мкР/имп.) колебания в скорости роста сглаживания и основные стадии работы преобразователя практически не просматриваются. Анализ характеристик  $(dB/dE) = f(E)$  в различных конструкциях ГРП, позволил сделать вывод, что чем шире плато характеристики и выше скорость изменения яркости в области лавинно-стримерного перехода, тем лучше преобразователь реагирует на изменение интенсивности входного излучения.

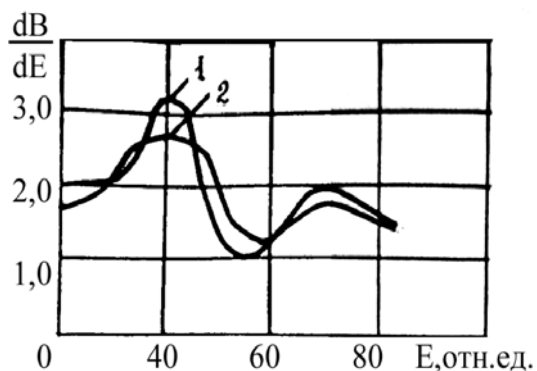


Рис. 7.25. Скорость изменения яркости в зависимости от индуктивности разрядного контура

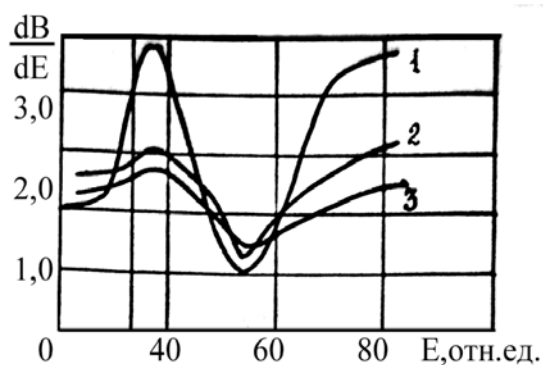


Рис. 7.26. Скорость изменения яркости в зависимости от напряженности электрического поля

Экспериментально было установлено снижение рабочих напряжений  $\approx$  на 20 % у преобразователя со слоем паратерфенила, что видно на рис. 7.23 по сдвигу области лавинно-стримерного перехода ( $bc$ ). Данный эффект, по-видимому, связан с воздействием излучения люминесценции паратерфенила на усиление газовых разрядов. Это предположение согласуется с коротким временем послесвечения данного люминофора ( $\tau_b = 5 \cdot 10^{-9}$  с), что зна-



чительно меньше длительности разряда в условиях ГРП, повышенным поглощением в Хе оптического излучения в области длин волны вблизи  $\lambda \approx 400$  нм. У преобразователей с неорганическими люминофорами, имеющими постоянное высвечивание ( $\geq 10^{-7} \dots 10^{-2}$  с), снижение рабочих напряжений не наблюдалось. В ГРЛП со слоем партерфенила имеется возможность уменьшения вероятности возникновения краевых пробоев путем удаления люминесцентного слоя от края электрода-подложки. Установлено повышение коэффициентов передачи контраста в преобразователях с данным люминофором за счет обратной связи по излучению люминесценции. Так, в ГРЛП с паратерфенилом и виллимитом, соответственно, в лавинной и стримерной стадиях работы получены следующие значения коэффициентов передачи контраста: 0,78; 0,94; 0,35; 0,61.

В табл. 7.1 приведены значения абсолютных средних яркостей (при  $f_p = 50$  Гц) для обычного ГРП и ГРЛП с люминесцентным слоем на основе паратерфенила в зависимости от рабочей напряженности электрического поля. Использовался фотографический метод измерения.

Абсолютное значение яркости для области напряженностей электрического поля, включающей лавинно-стримерный переход в ГРЛП ( $E = 13,4 \dots 14$  кВ·см<sup>-1</sup>) и ГРП ( $E = 16,8 \dots 18,0$  кВ·см<sup>-1</sup>), соответственно, равны  $(0,7 \dots 1,6)$  и  $(2 \dots 4) \cdot 10^{-2}$  кд·м<sup>-2</sup>, а отношение яркостей – 35...40 и хорошо совпадает с расчетным.

Таблица 7.1

Значения абсолютных средних яркостей ГРП и ГРЛП

E, кВ/см	12,8	14,5	15,7	17,5	18,6	21,5	24,5	27,9
$B_{ГРЛП},$ кд·м <sup>-2</sup>	0,14	2,5	4,4	4,7	6,9	7,4	8,3	9,2
$B_{ГРП},$ кд·м <sup>-2</sup>	–	–	–	0,03	0,05	0,1	0,12	0,15

$$\frac{B_{ГРЛПТЕРФ}}{B_{ГРП}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q_p}{Q_b} \left( \frac{\bar{\varepsilon}_\lambda}{\varepsilon_b} \right) \eta \cdot \alpha_b (1 + \rho_b) \cdot \frac{V \lambda \bar{\varepsilon}_\lambda}{V \lambda \varepsilon_b} \approx 35, \quad (7.32)$$

где  $Q_p/Q_b = 0,9 \cdot 10^3$ ;  $\eta_{KB} \cong 0,9$ ;  $\alpha(1 + \rho_b) \cong 1$ ;  $\lambda_\lambda = 426$  нм;  $\lambda_b = 480$  нм;  $V_{\lambda_{\varepsilon\lambda}} = 39$  лм / Вт;  $V_{\lambda_{\varepsilon b}} = 540$  лм / Вт ( $V_{\lambda_{\varepsilon\lambda}}$  и  $V_{\lambda_{\varepsilon b}}$  взяты для темноадаптированного глаза).

Измерения яркости проводились при экспозиционной дозе в плоскости входного окна преобразователя  $D_9 \approx 3$  мкР за импульс, что вполне достаточно для создания в объеме плотности разрядов  $n_p \approx 200$  см<sup>-2</sup> (принятой в расчете).

Фотографическим методом и с помощью люксметра были проведены также измерения абсолютной яркости в ГРЛП со слоями люминофоров: К-35, К-58, К-75. В лавинно-стримерном режиме в ГРЛП с К-35 получена средняя яркость при  $f_p = 50 \text{ Гц}$ ,  $\bar{B} = 2,7 \dots 3,8 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}$ , которая несколько ниже расчетной ( $4,4 \text{ кд}\cdot\text{м}^{-2}$ ), что связано, по-видимому, с меньшим значением коэффициента выхода излучения из слоя ( $\alpha_b(1 + \rho_b) < 1$ ) в реальном люминесцентном слое ГРЛП. В стримерном режиме работы при изменении напряженности электрического поля в интервале ( $19,6 \dots 27,9$ )  $\text{кВ}\cdot\text{см}^{-1}$  яркость свечения менялась в пределах ( $25 \dots 32$ )  $\text{кд}/\text{м}^2$ . Зависимость яркости от рабочей частоты преобразователя с различными люминофорами представлены на рис. 7.27. Яркость свечения возрастает с частотой непропорционально, что связано, по-видимому, с разрушением низкотемпературного связующего слоя (цапонлака) и отравляющим воздействием на усиление разрядов выделяющихся при этом паров. Разрушение связки возрастает с увеличением частоты работы.

Для относительной эффективности возбуждения люминофоров К-35, К-58, К-77, К-75 в условиях ГРП с ксеноновым наполнением получено соотношение: 1:0,23:0; 16:0,025. Это соотношение отличается от результатов измерения яркости свечения различных люминофоров при возбуждении резонансным излучением тлеющего разряда в Хе (1:0,33:0; 63:0,35). Особенно сильное различие наблюдается для люминофора К-75 ( $\text{ZnS:Ag}$ ), которое нельзя объяснить только изменением эффективности возбуждения люминофора при переходе от коротковолнового резонансного излучения в ГИП к более длинноволновому молекулярному в ГРП. Причиной может быть тепловое тушение люминесценции К-75 под действием разрядов, которое наблюдается экспериментально в ГРЛП и согласуется с имеющимися данными о высокой чувствительности выхода люминесценции К-75 к изменению температуры.

Когда слой люминофора в ГРЛП нанесен на проводящую подложку–электрод, а противоположный электрод отделен от газового объема толстым диэлектриком (например, стеклом толщиной 3 мм), отмечена зависимость яркости от полярности питания. Яркость ниже (на 20...30 %) при полярности питания, соответствующей оседанию электронной компоненты разрядов на толстый диэлектрик. Электроны разрядов создают на диэлектрике поле, противоположное по направлению полю импульса питания. Поле зарядов возрастает с увеличением толщины диэлектрика и достаточно по величине для регистрации его пространственного распределения с помощью электростатической бумаги или газового разряда с предварительной равномерной ионизацией объема.

Фотографическим методом было проведено сравнение импульсной яркости ГРП с паратерфенилом, работающим в оптимальном режиме по качеству изображения ( $E = 14,4 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ ), и медицинского экрана  $\text{ZnS}:\text{CdS}:\text{Ag}$  типа «Стандарт». Импульсный рентгеновский излучатель работал при амплитуде импульсов напряжения на аноде рентгеновской трубки 2-8-БДМ-5-110–130 кВ, напряжении накала 9,7 В и создавал в плоскости преобразователя экспозиционную дозу  $\sim 3 \text{ мкР}$  за один импульс. Из сравнения получено, что импульсная яркость данного преобразователя в  $1,3 \cdot 10^6$  раз выше яркости экрана.

Измерения дозовой чувствительности системы ГРЛП – фотопленка, определяемой как доза на входе ГРЛП в рабочем режиме необходимая для получения на фотопленке плотности почернения  $D_0 = 0,85$ , дали для нее значение  $\geq 2,5 \cdot 10^4 \text{ Р}^{-1}$  (фотопленка Т-22). Полученное значение сравнимо с аналогичной характеристикой РЭОП и превышает чувствительность лучших комплектов рентгеновской пленки с усиливающими экранами (ЭУ-ИБ2–РМ1) в 12–15 раз. Были проведены относительные измерения яркости свечения ГРЛП со слоем виллимита в зависимости от остаточного давления воздуха  $p_b$  в интервале 0,08...0,8 кПа при различных значениях рабочей напряженности электрического поля (рис. 7.28). Для всех режимов работы характерен резкий начальный спад яркости при изменении  $p_b$  от 0,08...0,27 кПа и, в дальнейшем, плавный спад с насыщением в лавинном и лавинно-стримерном режимах. В сильноточном стримерном режиме наблюдалось некоторое возрастание яркости при  $\Delta p_b \geq 0,27 \text{ кПа}$ . Наибольшее влияние на яркости в ГРЛП оказывают добавки воздуха к рабочему газу на лавинной стадии разряда. Аналогичный спад яркости свечения в стримерном режиме работы наблюдается в обычном ГРП.

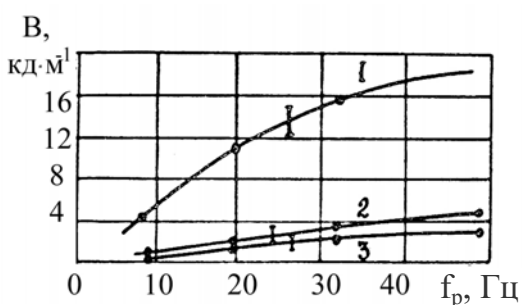


Рис. 7.27. Изменение яркости в зависимости от рабочей частоты

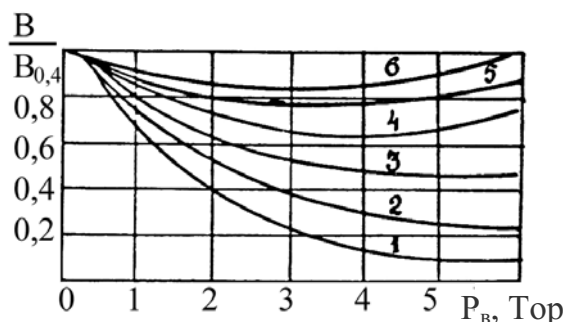


Рис. 7.28. Яркость свечения в различных режимах в зависимости от добавок воздуха

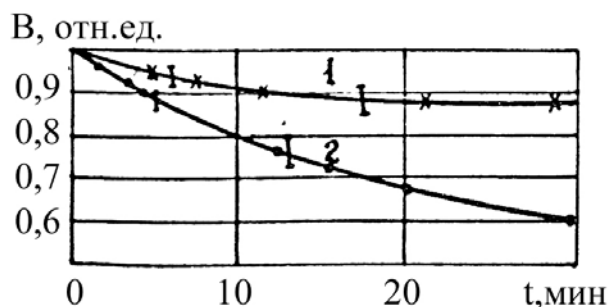


Рис. 7.29. Изменение яркости в зависимости от времени непрерывной работы

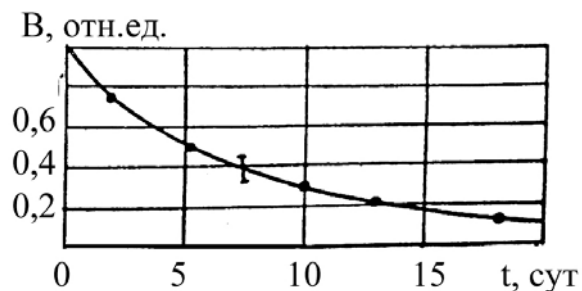


Рис. 7.30. Зависимость яркости ГРЛП от времени хранения

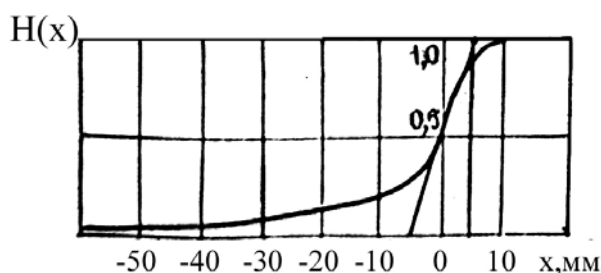


Рис. 7.31. Краевой переход в ГРЛП, примерный режим

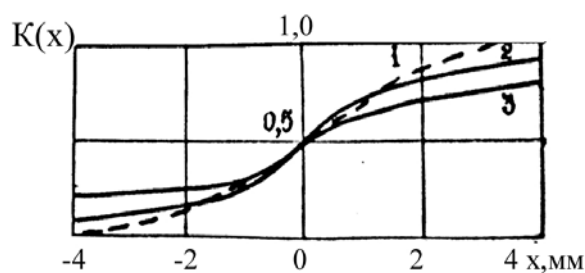


Рис. 7.32. Краевые переходы в ГРЛП при  $d = 8$  мм: 1 – эксперимент; 2 – расчет по диффузионной модели; 3 – расчет по лучевой модели

В процессе эксплуатации экспериментальных газоразрядных преобразователей важное значение имеют такие их характеристик, как влияние на яркость изображения времени хранения и изменение яркости в процессе непрерывной работы. Для обычного преобразователя и ГРЛП цельностеклянной конструкции (рис. 3.12) размером  $480 \times 480$  мм<sup>2</sup> такие измерения были проведены и результаты представлены на рис. 7.29, 7.30. Согласно рисункам, через 18 суток хранения яркость свечения ГРЛП падает примерно на 45 %, а при непрерывной работе ( $f_p = 50$  Гц) за 30 мин она снижается в ГРЛП на 40 %, в ГРП – на 10 %. Восстановление яркости происходит только после перенаполнения преобразователей чистым рабочим газом. Уменьшение яркости свечения преобразователей с течением времени работы и хранения связано с загрязнением газовой среды продуктами газовой выделения из элементов конструкции. При сравнении данных параметров в ГРП и ГРЛП можно сделать вывод, что основным источником загрязнения газовой среды в ГРЛП является люминесцентный слой. При хранении с поверхности люминесцентного слоя происходит десорбция воздуха и паров органи-

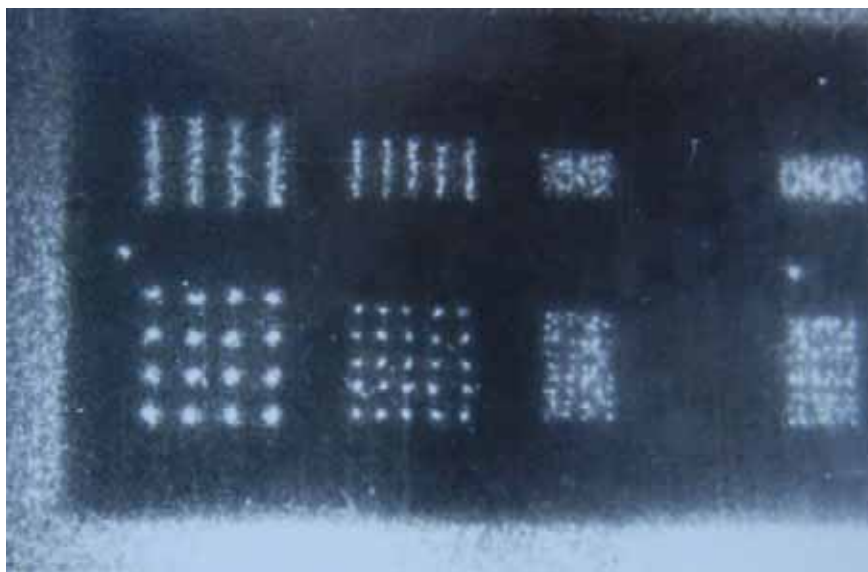
ческого связующего, а в процессе работы добавляются еще продукты разложения органических веществ, входящих в люминесцентный слой. Для устранения этого необходима высокотемпературная обработка люминесцентного слоя ( $t_{об} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ ) в вакууме.

### 7.2.2. Измерение разрешающей способности ГРЛП

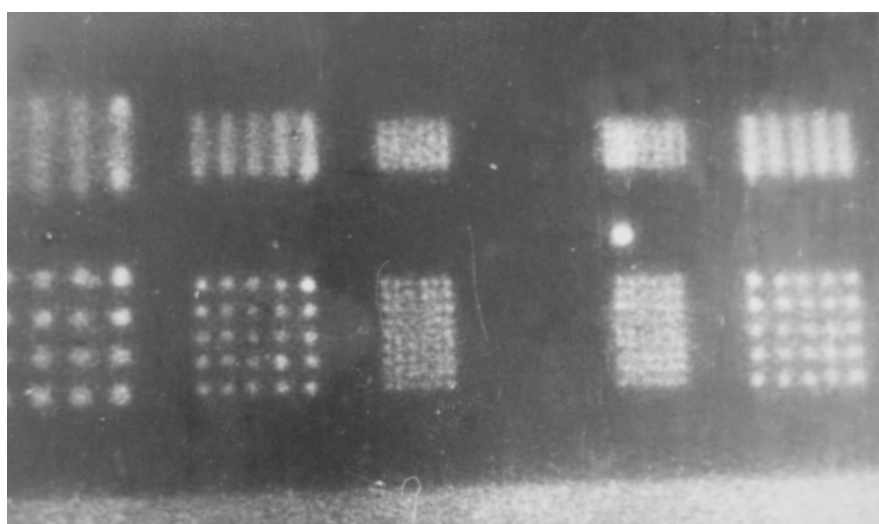
На рис. 7.31 показано типичное распределение наложенных экспозиций для краевого перехода в ГРЛП в стримерном режиме работы. Согласно рисунку, полная нерезкость изображения в преобразователе большая. Однако визуальное восприятие края, в основном, определяется участком переходной кривой с максимальной крутизной. Этот параметр, наряду с интервалом наложенных экспозиций, характеризует скорость изображения. При анализе разрешающей способности по экспериментальным кривым нормированных распределений наложенных экспозиций определялись максимальные производные  $\left(\frac{dH}{dx}\right)_{\max}$  и по ним находились параметры  $\sigma$  эквивалентных краевых распределений, описываемых интегралом вероятности  $\Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$ , а затем нерезкость изображения  $U_C$  и разрешающая способность  $\nu_P$ .

На рис. 7.32 изображены краевые переходы при одинаковых значениях величины  $d_e$ , рассчитанные по лучевой и диффузионной моделям, и краевой переход в лавинном режиме работы преобразователя. Максимальный наклон перехода, рассчитанного по лучевой модели, совпадает с наклоном экспериментального перехода. Аналитические выражения для частотных характеристик по лучевой модели не учитывают граничного подчеркивания изображения, имеющего место в преобразователях с развязывающим диэлектриком на стримерной стадии разряда. Для проверки теоретической модели был изготовлен преобразователь без диэлектрика с очень тонким полупрозрачным слоем конвертирующего люминофора (10 мкм), нанесенным на входной металлический электрод. Второй электрод – прозрачный проводящий слой  $\text{SnO}_2$  – непосредственно контактировал с газовым объемом. В результате измерения нерезкостей изображения, полученных на данном преобразователе, было установлено, что они одинаковы в лавинном и стримерном режимах ( $U_{CA} = U_{СТР} = 7,7 \text{ мм}$  при  $d_e = 8 \text{ мм}$ ), что, по-видимому, связано с неблагоприятным воздействием поля электронов, накапливающихся на диэлектрическом люминесцентном слое преобразователя в процессе его работы. Для оценки и устранения влияния зарядки слоя был создан ряд газоразрядных преобразователей с проводящим люминесцентным слоем. В

качестве проводящей добавки в слой применялся мелкодисперсионный порошок графита. Слои имели сопротивление  $\sim 10^3 \dots 10^4$  Ом/см. На рис. 7.33 представлено изображение свинцовой миры, полученное на преобразователе ( $d_2 = 8$  мм) с диэлектрическим люминесцентным слоем, а на рис. 7.34 – с проводящим. Наиболее мелкая периодическая структура полос миры, шириной в 1 мм, выявляется только в ГРПП с проводящим люминесцентным слоем. Соответственно, для данных преобразователей получены значения разрешающей способности  $0,48$  и  $0,3 \text{ мм}^{-1}$  при  $d_2 = 8$  мм.



*Рис. 7.33. Изображение свинцовой миры на преобразователе с диэлектрическим люминесцентным слоем*



*Рис. 7.34. Изображение свинцовой миры на преобразователе с проводящим люминесцентным слоем*

Измерения нерезкости изображения, в зависимости от величины газоразрядного промежутка  $d_2$ , проводились на разборной конструкции преобразователя. Нерезкость в лавинном и стримерном режимах была измерена при  $d_2 = 2; 4; 6; 8; 8,6$  мм. Величина  $d_2$  изменялась путем использования боковых опорных рамок различной толщины. В качестве конвертора ультрафиолетового излучения применялись люминесцентные слои на основе виллемита и паратерфенила. На рис 7.35 и 7.36 изображены экспериментальные зависимости  $U_c$  и  $\nu_p$  от величины  $d_2$ . Наблюдается хорошее согласие расчетных (лучевая модель) и экспериментальных значений нерезкости, полученных в лавинном режиме работы. В стримерном режиме экспериментальные значения нерезкости значительно ниже расчетных, что связано с подчеркиванием границ, различных по яркости участков изображения. Подчеркивание происходит в результате возникновения на развязывающем диэлектрике поверхностных разрядов (фигур Лихтенберга) (рис. 7.37) с подпиткой от генератора питания через каналы основных разрядов, расположенных на границе различных по яркости участков.

На рис. 7.36 видно, что нерезкость изображения при  $d_2 = 2$  мм в стримерном режиме работы равна 1,6 мм и близка к нерезкости обычного ГРП с ксеноновым наполнением ( $\approx 1,4$  мм).

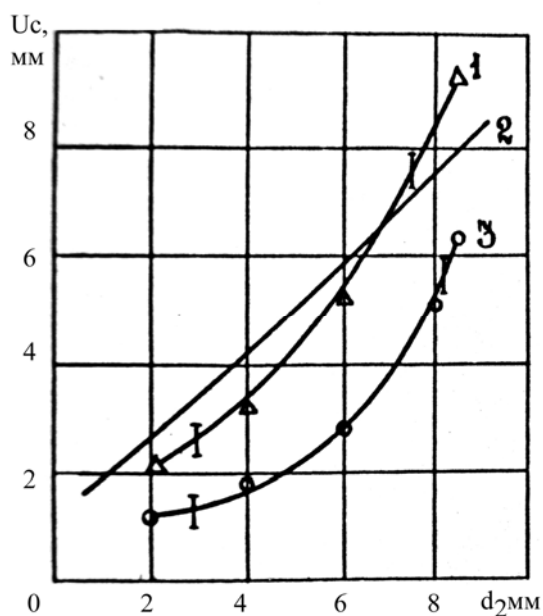


Рис. 7.35. Нерезкость преобразователя в зависимости от толщины газового зазора

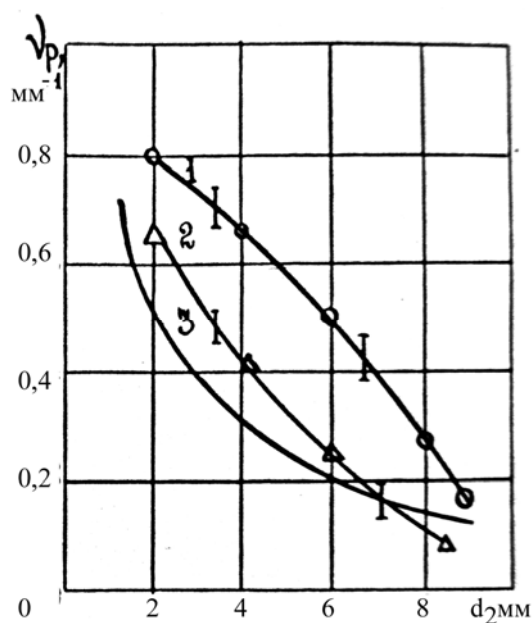


Рис. 7.36. Разрешающая способность в зависимости от толщины газового зазора

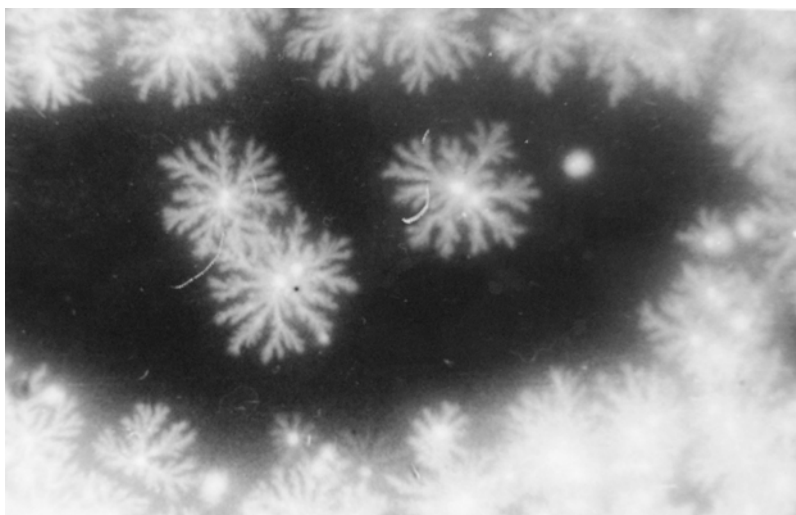
В табл. 7.2 приведены значения нерезкости изображения и соответствующая им разрешающая способность, найденные по изображениям резкого края, полученным на ГРЛП с партерфенилом ( $d_s = 8,6$  мм), а также расчетные значения нерезкости и разрешающей способности по лучевой модели.

Таблица 7.2

*Значения нерезкости и разрешающей способности  
ГРП с партерфенилом*

$E, \text{кВ} / \text{см}$	12,8	14,5	15,7	17,5	18,8	21,5	Лучевая модель
$\nu_p, \text{мм}^{-1}$	0,12	0,17	0,20	0,22	0,16	0,16	0,17
$U_c, \text{мм}$	9,3	6,5	6,7	5,2	7,2	7,2	8,2

Разрешающая способность преобразователя в лавинном режиме ниже, чем в стримерном. При увеличении напряженности электрического поля в стримерном режиме разрешающая способность ГРЛП падает, что расходится с подобными измерениями в обычном ГРП, где наблюдается некоторый рост разрешающей способности с увеличением  $E$  и объясняется уменьшением отклонений стримеров в радиальном направлении с повышением напряженности электрического поля.

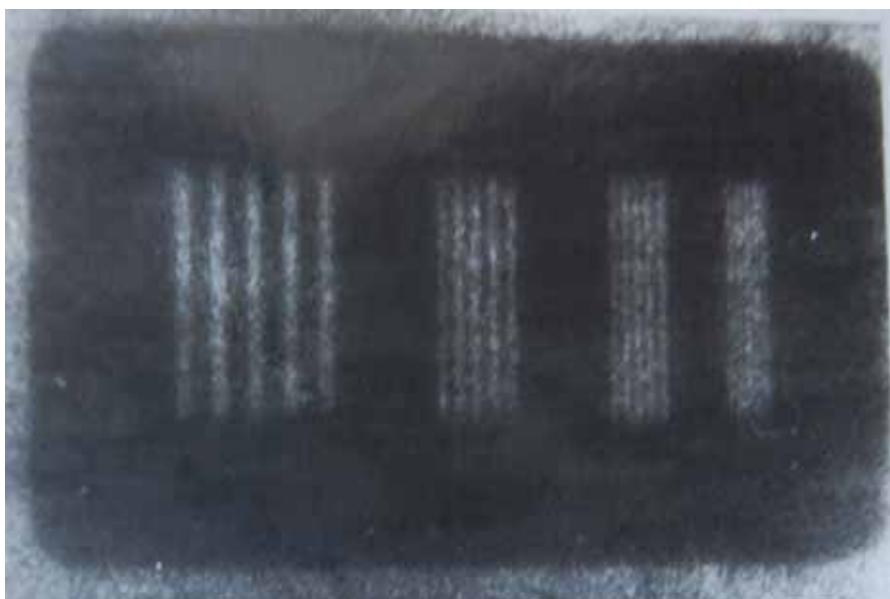


*Рис. 7.37. Фигура Лихтенберга*

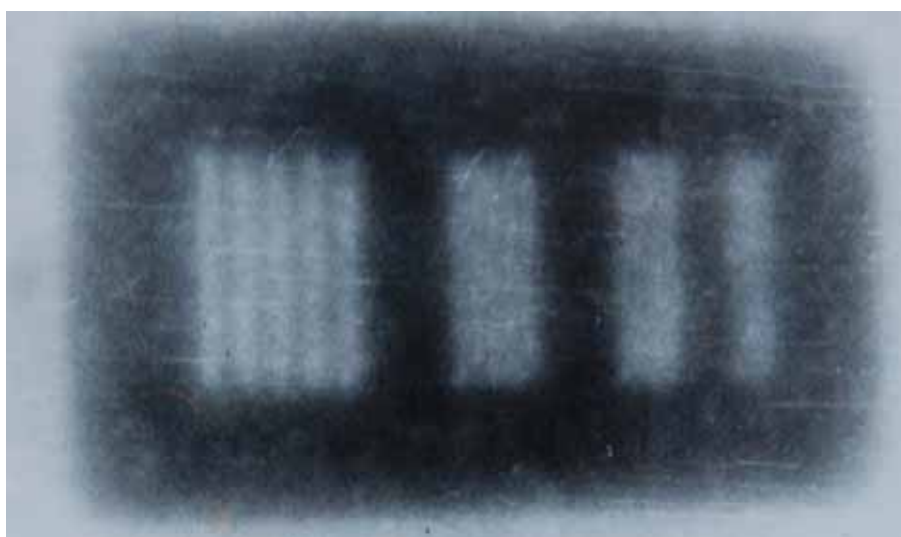
В результате испытаний ГРЛП со слоями, толщиной  $\sim (0,02 \dots 0,04)$  мм, работающими «на просвет» и сформированными на основе люминофоров К-35 и К-58, было установлено значительное (примерно с 0,5 до 0,8 пар лин/мм) увеличение разрешающей способности, что, вероятно, связано с нелинейной люминесценцией слоев при за-



светке возбуждающим излучением преобразователя высокой интенсивности. Этим же эффектом можно объяснить и улучшение разрешающей способности преобразователя со слоем «на просвет» в стримерном режиме при снижении напряженности электрического поля (уменьшении интенсивности возбуждающего излучения). На рис. 7.38 и 7.39 приведены изображения миры, соответственно, в ГРЛП с  $d_2 = 5$  мм со слоем виллемита, работающим «на просвет» и «на отражение».



*Рис. 7.38. Изображение миры с люминфором «на просвет»*

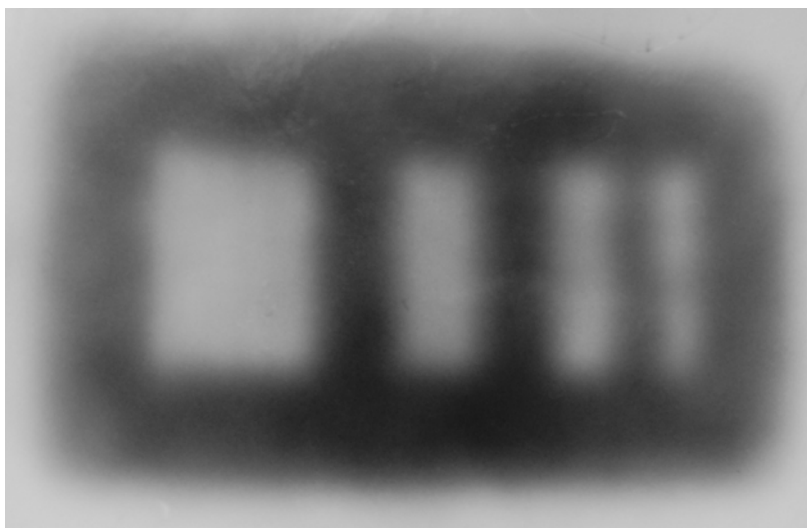


*Рис. 7.39. Изображение миры с люминфором «на отражение»*

Наличие лучевого механизма распространения ультрафиолетового излучения в преобразователе с ксеноновым наполнением и величиной  $d_2 = 8$  мм подтвердили измерения временных параметров оптического из-

лучения в ультрафиолетовой области. Измерения проводились с использованием ФЭУ-15, работающим в интегральном режиме. Постоянная интегрирования ФЭУ была выбрана много больше предлагаемой постоянной высвечивания разряда  $\tau_b \ll RC = 0,7$  мс. При этих условиях передний фронт импульса после интегрирующей цепи ФЭУ определяет длительность светового импульса и по уровням 0,1...0,9 примерно равен  $3\tau_b$ . В качестве трансформатора УФ излучения разрядов использовался паратерфенил, имеющий собственную постоянную высвечивания  $5 \cdot 10^{-9}$  с, которая оказала малое влияние на полученную постоянную высвечивания –  $80 \cdot 10^{-9}$  с. Постоянная высвечивания ксенонового разряда в УФ-области значительно меньше оценок времени ухода резонансного излучения за счет диффузии и сравнима с временем лучевого распространения.

Экспериментально было установлено, что нерезкость изображения в ГРЛП с односторонним расположением люминесцентного слоя на лавинной и ранней стримерной стадиях разряда существенно зависит от полярности подключения генератора питания (рис. 7.40), что согласуется с расчетными данными.



*Рис. 7.40. Обратная полярность подключения импульса питания*

Исследования различных вариантов конструкции ГРЛП позволили выявить также ряд явлений, связанных с накоплением зарядов на поверхности диэлектрических слоев и находящихся в контакте с газовой средой, которые оказывают влияние на качество получаемых изображений. Одним из таких явлений является островковая структура изображений (рис. 7.41). Такая структура образуется при осаждении электронной компоненты разрядов на поверхность достаточно тонкого ( $\sim 20 \dots 50$  мкм) и электрически прочного слоя диэлектрика при невысоких входных дозах

радиационного излучения и высоких рабочих напряжениях. Островковая структура изображений наблюдается на преобразователе, работающем в частотном режиме. Ее образуют разряды по поверхности тонкого диэлектрика, что хорошо заметно на импульсном изображении поля в ГРЛП (рис. 7.42). Возникновение разрядов связано с образованием на поверхности диэлектрика локальных участков с высокой разностью потенциалов и обусловлено низким значением тангенциальной составляющей электрического поля разрядов для тонкого диэлектрика. Глубокий потенциальный рельеф поля зарядов на тонком диэлектрике является не только причиной возникновения островковой структуры изображения, но и снижает отношение сигнал/шум получаемых изображений, снижает область лавинно-стримерного перехода.



*Рис. 7.41. Изображение тонких проволочек*



*Рис. 7.42. Разряды по поверхности тонкого диэлектрика в частотном режиме*



*Рис. 7.43. Разряды по поверхности тонкого диэлектрика в одноимпульсном режиме*



*Рис. 7.44. Изображение печатной платы в лавинно-стримерном режиме работы*



*Рис. 7.45. Изображение медных проволочек в лавинно-стримерном режиме работы*

Иная картина наблюдается при осаждении электронной компоненты разрядов на толстый диэлектрик, например, стекло толщиной 3...5 мм. Разрядов на поверхности не наблюдается, однако, происходит значительное (до 1...1,2 мм) расширение видимого диаметра разрядов в газоразрядном объеме, что связано со значительной величиной тангенциальной составляющей напряженности электрического поля зарядов, под действием которой происходит расширение диаметра разрядов вблизи поверхности, снижение их плотности. Большая тангенциальная составляющая напряженности приводит к быстрому выравниванию потенциального рельефа, а высокая нормальная составляющая поля зарядов вдали от толстого диэлектрика тормозит развитие слабых шумовых разрядов, тем самым повышая отношение сигнал/шум. Изображения имеют более высокое отношение сигнал/шум, но в результате расширения разрядов и уменьшения их поверхностной плотности, очень низкую разрешающую способность, что видно, например, по изображению печатной платы, представленной на рис. 7.44. Высокое отношение сигнал/шум в данном случае позволило выявить на ГРПП в режиме лавинно-стримерного перехода мелкие одиночные объекты, например медные проволочки диаметром до 0,2 мм (рис. 7.45).

Под действием поля поверхностных зарядов происходит смещение траекторий, которые увеличивается с ростом толщины слоя, так как поле зарядов на толстой мишени является более дальнедействующим. Смещение траекторий оказывает влияние на передачу мелких деталей на изображениях периодической структуры, искажает их истинные размеры.

Уменьшение содержания лака в люминесцентном слое приводит к уменьшению его электрической прочности: в тонких слоях под действием поверхностных зарядов происходит множественный локальный

пробой и преимущественное развитие более мощных разрядов в местах пробоя при последующих срабатываниях преобразователя (изображение мира на рис. 7.33).

Рассмотренные выше явления позволяют сделать вывод, что люминесцентный слой в ГРЛП должен быть проводящим, а при его диэлектрическом исполнении – тонким и иметь высокие электрическую проницаемость и электрическую прочность.

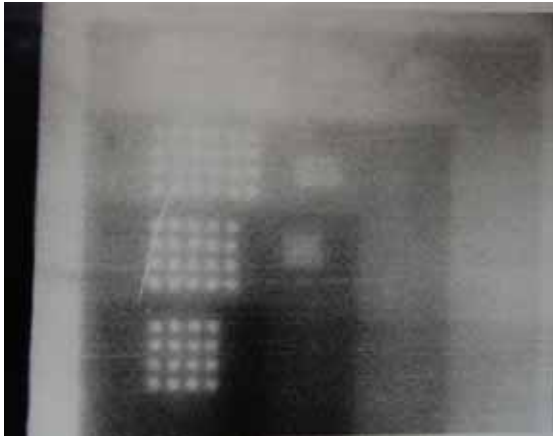
### **7.2.3. Измерение градационных характеристик ГРЛП**

Предельная контрастная чувствительность определялась с помощью специальных алюминиевых пластинчатого и ступенчатого дефектометров с максимальной толщиной 15...20 мм. Для обеспечения независимости результатов измерения от собственной нерезкости изображения ширина ступенек  $d_{CT}$  значительно превышала  $U_C$  ( $d_{CT} = 20$  мм).

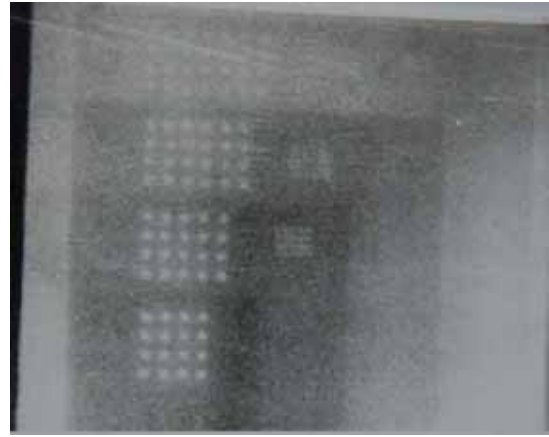
На рис. 7.46 и 7.47 приведены изображения пластинчатого 20 % дефектометра в лавинном и стримерном режимах работы. Предельная контрастная чувствительность, полученная с использованием данного дефектометра и дополнительных пластин, при общей толщине алюминия 20 мм и эффективной энергии рентгеновского излучения  $E_{ЭФФ} = 45$  кэВ (СПО 6 мм Al), составила 12 %.

Более высокая контрастная чувствительность ( $\approx 6$  %) получена при работе ГРЛП в обратной полярности подключения генератора питания (при движении электронов газовых разрядов в сторону толстого диэлектрика-стекла толщиной 3 мм) в рабочем режиме, соответствующем лавинно-стримерному переходу.

На рис. 7.48 и 7.49 представлены изображения ступенчатых дефектометров с минимальным выявляемым контрастом 6 % и 9 %. Рис. 7.50 демонстрирует также выявляемость в этом режиме объектов с малыми поперечными размерами – одиночных проволочек с минимальным диаметром 0,2 мм на фоне дефектометра. Однако наряду с высокой контрастной чувствительностью, в данном режиме большое размытие изображений, что, в основном, проявляется в увеличении линейных размеров малых по величине объектов. Так, например, медные проволочки диаметром 0,8...0,2 мм на изображении имеют поперечный размер  $\sim 2$  мм и отличаются друг от друга только контрастом изображения. Всем изображениям в данном режиме свойственно подчеркивание границ изображений, однако ступеньки дефектометра различаются преимущественно разной плотностью изображений, а не подчеркиванием границ (рис. 7.48, 7.49).



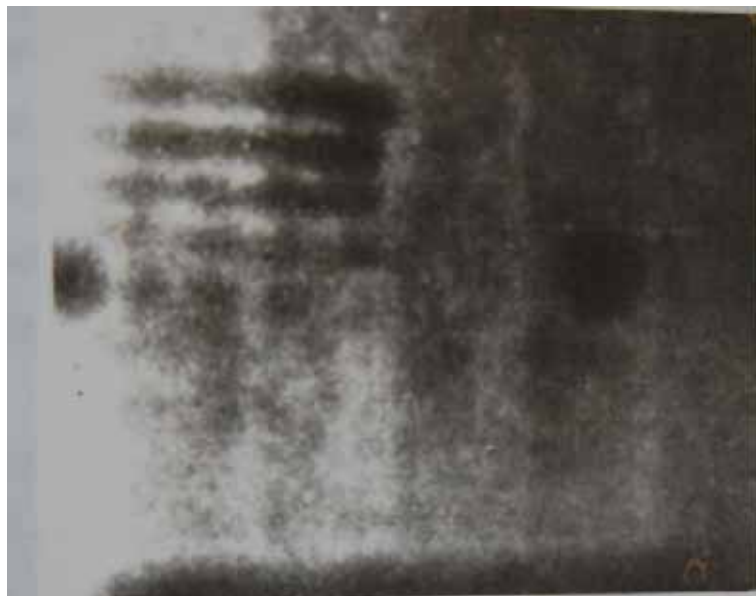
*Рис. 7.46. Изображение  
пластинчатого дефектометра  
в лавинном режиме работы*



*Рис. 7.47. Изображение  
пластинчатого дефектометра  
в стримерном режиме работы*



*Рис. 7.48. Изображение ступенчатого дефектометра с контрастом 9 %*



*Рис. 7.49. Изображение ступенчатого дефектометра с контрастом 6 %*



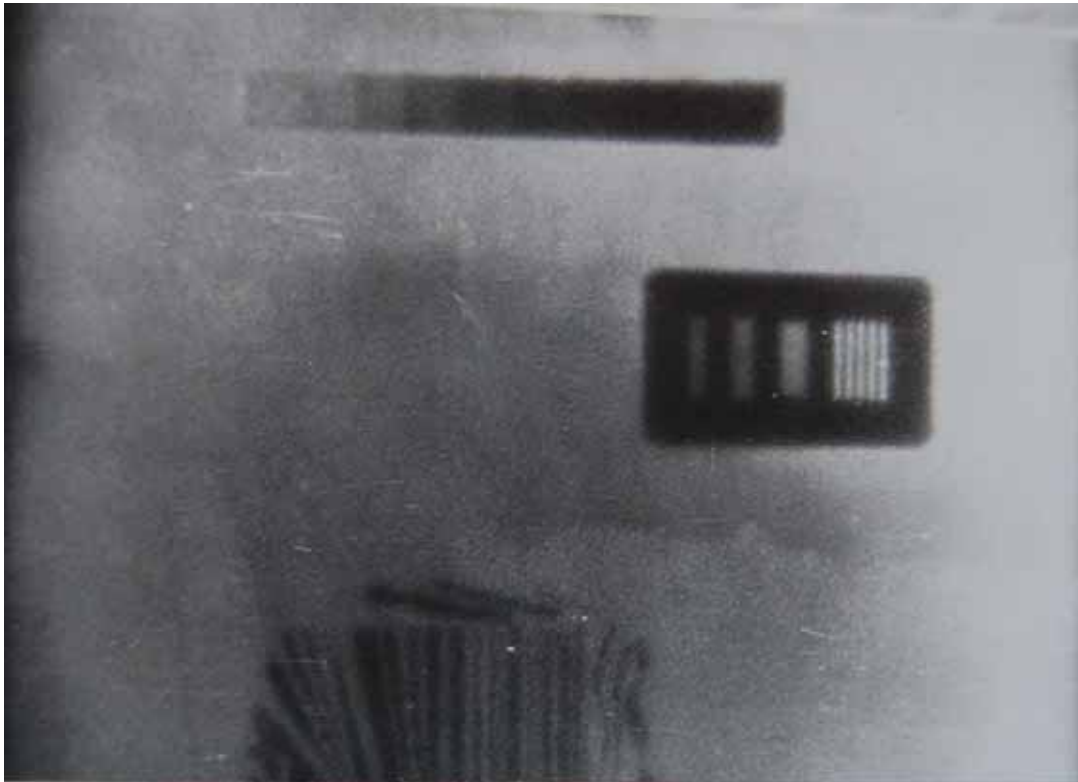


Рис. 7.50. Изображение различных дефектометров

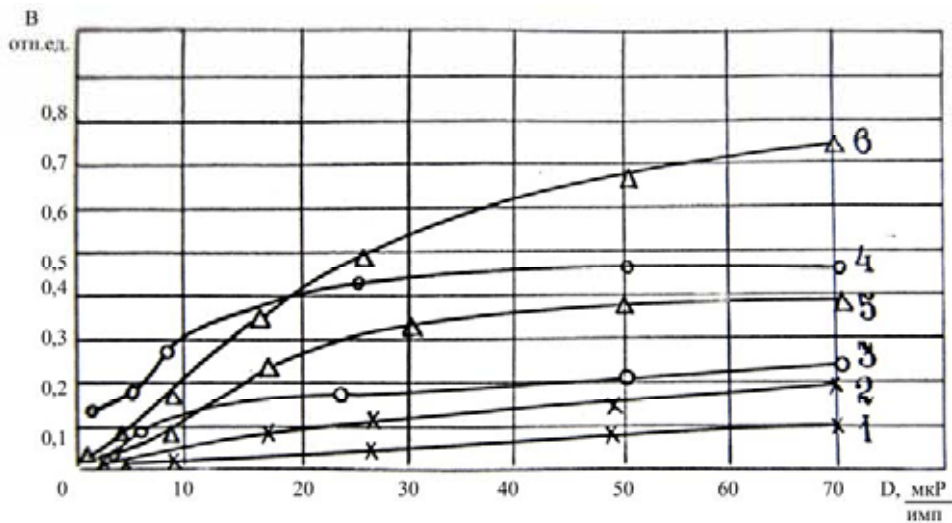


Рис. 7.51. Зависимость яркости от экспозиционной дозы в различных режимах работы

По-видимому, причина высокой контрастной чувствительности в данном режиме работы связана с наличием высокой пропорциональности между плотностью разрядов и начальной ионизацией. Это обусловлено тем, что поле зарядов на толстом диэлектрике более равномерное, вследствие высокого значения тангенциальной составляющей, а нормальная составляющая поля зарядов мала вблизи поверхности такого диэлектрика и

имеет высокое значение на ней, оказывая замедляющее воздействие, в первую очередь, на развитие слабых шумовых разрядов. Увеличение рабочей напряженности электрического поля в области лавинно-стримерного перехода вызывает развитие до стримерной стадии все большего количества разрядов из центров ионизации. Улучшение качества изображения в этом режиме происходит до тех пор, пока из слабых шумовых центров и одиночных электронов не начинают развиваться разряды до стримерной стадии, т. е. когда нарушается пропорциональность между плотностью ионизации и плотностью разрядов.

Характер зависимости яркости преобразователя от величины экспозиционной дозы в плоскости входного окна зависит от режима питания. Для выяснения связи яркости с экспозиционной дозой и определения динамического диапазона, были проведены исследования в области экспозиционных доз  $1,1 \dots 70$  мкР за импульс при эффективной энергии в спектре рентгеновского излучения  $E_{эфф} = 45$  кэВ.

Яркость рабочего поля ГРЛП измерялась интегральным фотометром ФЭУ. Для уменьшения статистических погрешностей от дискретности изображения на фотокатод ФЭУ проецировалось не менее  $\frac{3}{4}$  площади рабочего экрана преобразователя размером  $365 \times 365$  мм<sup>2</sup>. Входное окно преобразователя было выполнено из алюминия толщиной 3 мм, что ослабляло рентгеновское излучение в 1,5 раза.

В результате исследований было установлено, что изменение яркости при изменении экспозиционной дозы в плоскости детектора в исследуемом интервале максимально на лавинной и лавинно-стримерной стадиях и равно 40...50. Переход в стримерный режим работы сопровождается резким уменьшением этого значения и уже при рабочей напряженности, превышающей среднюю напряженность лавинно-стримерной стадии на 30 %, она снижается до 3 %.

Неискаженная передачей информация об объекте контроля возможна при условии существования линейной связи между экспозиционной дозой на входе преобразователя и яркостью изображения. В данном детекторе линейность характеристики  $B = f(D)$  соблюдается в диапазоне экспозиционных доз в плоскости детектора за один импульс для лавинного режима  $1,1 \dots 70$  мкР, лавинно-стримерного  $1,1 \dots 50$  мкР, стримерного  $1,1 \dots 8$  мкР при допустимом отклонении угла наклона характеристики на краях диапазона не более чем в 2 раза от значения данного параметра на линейном участке. Динамический диапазон как отношение максимальной и минимальной экспозиционных доз в плоскости входного окна преобразователя за один импульс



на линейном участке характеристик, для данных режимов работы, соответственно, равен 50...60, 30...40, 3...5.

На рис. 7.51 приведены графики зависимостей яркости от экспозиционной дозы в плоскости преобразователя за один импульс излучения в различных режимах работы (1, 2 – лавинный режим; 3, 4 – стримерный; 5, 6 – лавинно-стримерный). Из рис. 7.51 видно, что при экспозиционной дозе за импульс более 50...60 мкР в лавинно-стримерной и ~ 8 мкР в стримерной областях наступает насыщение яркости. Насыщение в исследуемом интервале доз практически не наблюдается в лавинном режиме работы.

Нарушение линейности зависимости  $B = f(D)$  в области больших доз связано, прежде всего, с ограниченной мощностью генератора питания преобразователя. Поэтому здесь основным резервом увеличения динамического диапазона является уменьшение внутреннего комплексного сопротивления генератора, что можно осуществить практически, применяя коммутаторы с меньшим внутренним сопротивлением, например использованием разрядников вместо тиратронов, коаксиальной сборкой генератора, непосредственным сочленением коммутатора и преобразователя в единую конструкцию.

Учитывая результаты измерения динамического диапазона, а также то, что в стримерном режиме яркость и разрешающая способность выше, можно сделать вывод, что наиболее оптимальным режимом работы ГРЛП является ранний стримерный.

## ГЛАВА 8 МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Экспериментальные исследования, результаты которых приведены в предыдущей главе, показали, что лучшими параметрами изображения обладают ГРП с ксеноновым наполнением, благодаря большему сечению взаимодействия с рентгеновским излучением (выше эффективность регистрации). В связи с этим, основное внимание будет уделено ГРП с ксеноновым наполнением.

Основным недостатком ГРП является размытие картины, вследствие ухода основного пучка электронов от оси распространения рентгеновского излучения. Изотропное распространение УФ-излучения приводит к увеличению собственной нерезкости преобразователя. Перспективными в данном направлении являются газоразрядные преобразователи с принудительным формированием пространственного распределения излучения в газовом объеме.

Анализ патентов и существующих рекомендаций по конструированию ГРП показал, что не существует каких-либо жестких требований к параметрам преобразователя. Это позволяет предложить некоторые теоретические решения исследуемой проблемы. Исследования ГРП с, так называемым, «коллективным» разрядом, т. е. полностью изотропным единым газоразрядным промежутком, показали, что вне зависимости от характера внешних воздействий изменения дозы импульса рентгеновского излучения, фокусного расстояния, амплитуды импульса высокого напряжения, характеристики получаемого изображения (яркость, контраст) находятся на достаточном для одноимпульсной регистрации уровне, чего нельзя сказать о разрешающей способности, значение которой не превышает 0,7...1 пар линий/мм. Экспериментально собственную нерезкость ГРП определяли по размытию изображения резкого края, сформированного тонкой свинцовой мишенью с образованными на ней группами продольных прорезей, шаг которых соответствует определенному значению разрешающей способности. Суть и результаты экспериментов подробно описаны в предыдущей главе.

## 8.1. Матричный ГРП (МГРП)

Изменение конфигурации разрядного промежутка обсуждалось ранее, однако речь шла лишь об уменьшении расстояния между электродами. В данном случае понятие «конфигурация» рассматривается не как совокупность геометрических параметров цельного пространства, занимаемого рабочим газом, а как качественное описание этого пространства.

В стандартной конфигурации разрядного промежутка ГРП рабочий газовый объем представляет собой единое целое (рис. 8.1), т. е. результат каждого отдельно рассматриваемого процесса элементарного взаимодействия влияет на результат соседнего, что вызывает некоторое вуалирование общей картины и, соответственно, потерю контраста и увеличение внутренней нерезкости.

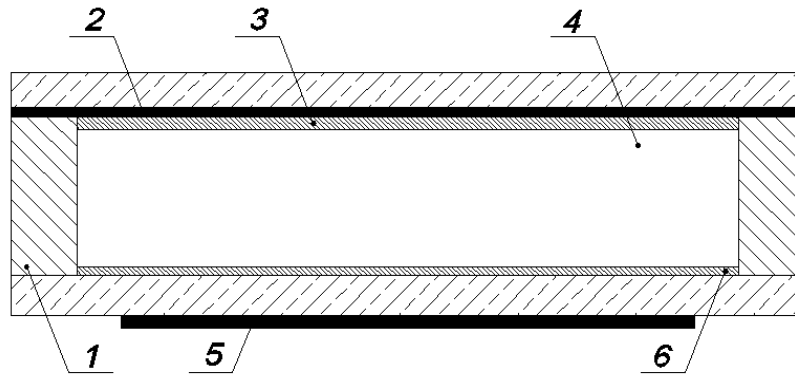


Рис. 8.1. Стандартная конструкция ГРП:

1 – опорная диэлектрическая рамка; 2 – прозрачный электрод;  
3 – люминесцентный слой; 4 – газоразрядный объем; 5 – резистивный слой;  
6 – непрозрачный электрод

Относительно высокая нерезкость связана с тем, что в процессе развития разряда, электроны первичной ионизации с достаточной вероятностью рассеиваются на атомах газа во всем объеме преобразователя. Образованные электроны рассеиваются на атомах газа, отклоняясь от направления первичного кванта. По мере развития разряда количество электронов в лавине увеличивается, и на ее развитие начинает влиять электрическое поле, создаваемое головкой лавины.

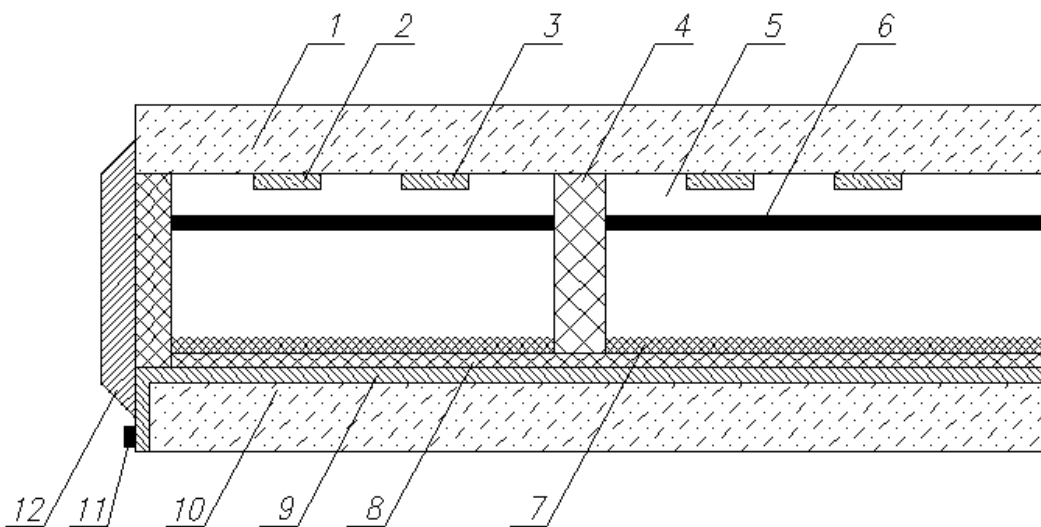
Формирование оптического изображения связано с протеканием процессов возбуждения атомов и молекул в разрядах. На начальной стадии разряда из отдельного электрона или группы электронов развивается лавина. Рост числа электронов в лавине происходит по закону

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(\alpha v_e t),$$

где  $N_0$  – начальное число электронов в центре ионизации;  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации;  $v_e$  – скорость дрейфа электронов.

На конечном этапе визуализации ультрафиолетового излучения в слое люминофора также очевидно наличие дополнительного размытия картины излучения, связанного с изотропностью распространения ультрафиолетового излучения. Другими словами, ультрафиолетовое излучение как результат каждой отдельно рассматриваемой цепочки взаимодействий со значительной долей вероятности влияет на результат соседнего, что выражается в вуалировании общей теневой картины и увеличении внутренней нерезкости.

Поставленная цель – повышение разрешающей способности – достигается использованием решений, применяемых в процессе изготовления газоразрядных индикаторных панелей (ГИП) таким образом, что в рабочем объеме на внутренних поверхностях стеклянных пластин сформирована диэлектрическая матричная решетка, которая задает одинаковый во всех ячейках зазор между электродами, на внутренней поверхности входной пластины расположены люминофорные элементы, преобразующие ультрафиолетовое свечение газового разряда в видимое (рис. 8.2). Кроме того, матричная решетка предотвращает изменение межэлектродного расстояния под действием физических и атмосферных нагрузок. Стенки матричной решетки непрозрачны в ультрафиолетовой области спектра и препятствуют проникновению излучения газового разряда из одной ячейки в другую, что обеспечивает незначительное размытие теневой картины.



*Рис. 8.2. Устройство газоразрядной индикаторной панели:  
1, 10 – стеклопластины; 2, 3 – электроды индикации; 4 – диэлектрические барьеры;  
5, 8 – диэлектрик; 6 – защитный слой; 7 – люминофор;  
9 – адресный электрод; 11 – контактная площадка; 12 – шов герметизации*

По существу, матричный газоразрядный преобразователь состоит из множества миниатюрных газоразрядных преобразователей, которые объединены электродами в единую систему.

На рис. 8.3 показана схематичная структура исполнения матричного газоразрядного преобразователя.

Матричный газоразрядный преобразователь рентгеновского излучения состоит из диэлектрической колбы, включающей плоскопараллельные стеклянные пластины 3 и 7, и диэлектрический контур 1, ограничивающий рабочий объем 5, электроды 4 и 8, резистивный контур 2, люминофорные элементы 6 и матричную решетку 9.

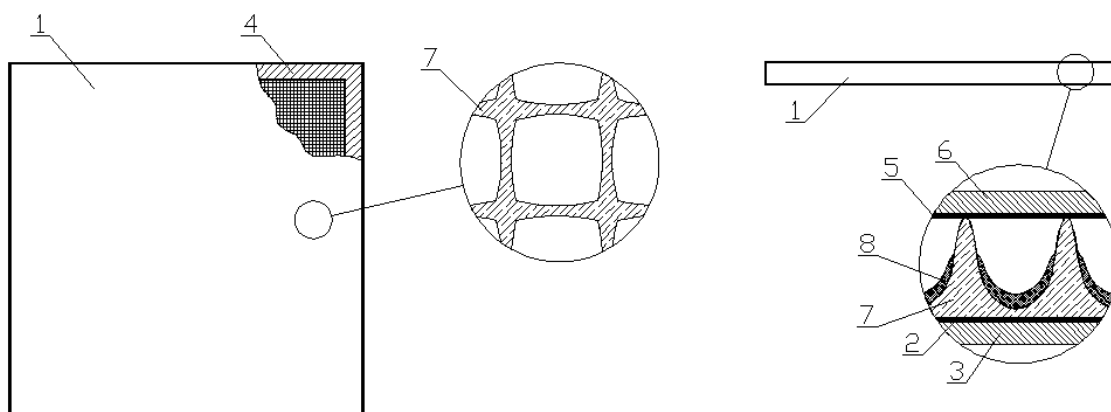


Рис. 8.3. Конструкция матричного газоразрядного преобразователя

Матричная решетка 9 коллимирует ультрафиолетовое излучение разряда, препятствуя его попаданию в соседние ячейки (рис. 8.4). Свечение лавин вызывает возбуждение люминофорных элементов 6, формирующих картину излучения, видимую через выходной экран с нанесенным электродом 8, выполненным оптически прозрачным.

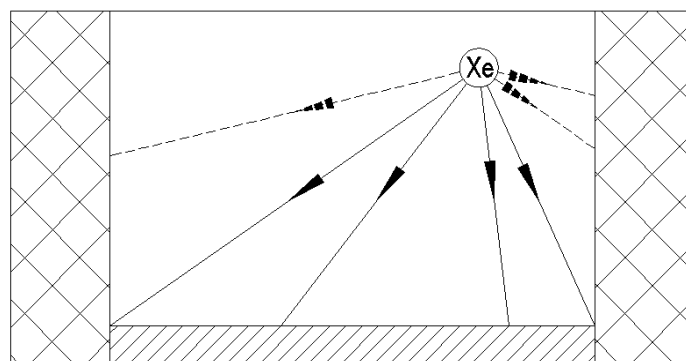


Рис. 8.4. Боковая фильтрация излучения в ячейке

Сохранение конструктивных параметров ГРП с «коллективным» разрядом при изготовлении МГРП видится решаемой задачей, однако су-

существующие технологии изготовления ГИП не позволяют обеспечить толщину газового зазора, соизмеримую с применяемой в ГРП «коллективного» разряда. Исследованные образцы ГРП имеют толщину газового зазора порядка 5...7 мм, а максимально возможный размер ячейки в направлении просвечивания при изготовлении МГРП составляет немногим более 1 мм, что приводит к неизбежному снижению КПД преобразователя.

Среднеквадратичный радиус пучка электронов и фотонов, при увеличении расстояния от переднего электрода, возрастает, следовательно, возрастает и нерезкость изображения. Однако уменьшение толщины газового слоя, приводящее к сужению радиального распределения поглощенной энергии, ведет также к уменьшению поглощенной энергии в газе, пропорционально уменьшению толщины слоя газа.

Эксперименты с изменением амплитуды импульса питания [74] в пределах от 16 до 25 кВ показали, что приемлемая для человеческого глаза яркость изображения обеспечивается при значениях напряжения не менее 22 кВ, а при значении в 16 кВ, являющимся минимально допустимым для инициирования разрядных процессов в ГРП для толщины газового зазора в 7 мм, человеческий глаз способен лишь оценить незначительную вспышку слабой интенсивности. Однако разработанная схема электронного захвата изображения ГРП, на основе ПЗС-камеры, позволяет зарегистрировать подобную вспышку люминофора преобразователя незначительной яркости.

Существующие технологии производства газоразрядных индикаторных панелей позволяют, путем пескоструйной обработки, обеспечить размеры ячейки 0,3×0,3×0,5 мм (длина × ширина × высота), что определяет разрешающую способность значением 3,3 лин/мм или 1,65 пар лин/мм. Это означает, что теоретически можно увеличить разрешающую способность ГРП более чем в два раза, применив матричную технологию организации разрядного промежутка.

Таблица 8.1

*Параметры ГИП информационной емкостью 640×480 элементов  
отображения*

№ п/п	Наименование параметров	Значения параметров
1	Шаг расположения элементов, мм	0,28
2	Яркость свечения элементов отображения, не менее, кд/м <sup>2</sup>	250
3	Угол обзора, не менее, град	140
4	Напряжение питания, В	220 или 27
5	Время готовности, с	1,0
6	Габаритные размеры, мм	240×200×100

## 8.2. ГРП с фронтальной коллимацией излучения

Уменьшить собственную нерезкость ГРЛП можно введением в его конструкцию элементов, осуществляющих фронтальную коллимацию ультрафиолетового излучения.

Фронтальную коллимацию ультрафиолетового излучения разрядов можно осуществить и с помощью тонких металлических или окисных пленок, нанесенных непосредственно на поверхность люминесцентного слоя или пластину, отделяющую их от слоя и прозрачную для возбуждающего УФ-излучения. Известно, что также пленки при определенной длине волны падающего излучения  $\lambda \leq \lambda_c$  (где  $\lambda_c$  – плазменная длина волны) становятся прозрачными. При этом наблюдается зависимость коэффициента пропускания от угла падения. С увеличением угла падения (при отсчете угла от нормали к пленке) коэффициент пропускания уменьшается и возрастает коэффициент отражения. В то же время такие пленки являются непрозрачными для длинноволнового ( $\lambda < \lambda_c$ ) излучения люминесценции слоя и обладают, как правило, для этого излучения высокой отражательной способностью.

Благодаря уникальному набору структурных и физико-химических свойств, в качестве фильтрующего материала можно использовать пористый анодный оксид алюминия (ПАОА).

Применение электролитов серной кислоты позволило сформировать пленки ПАОА толщиной 15...40 мкм, в которых среднее расстояние между осями соседних пор контролируемо изменяли в диапазоне 20...250 нм.

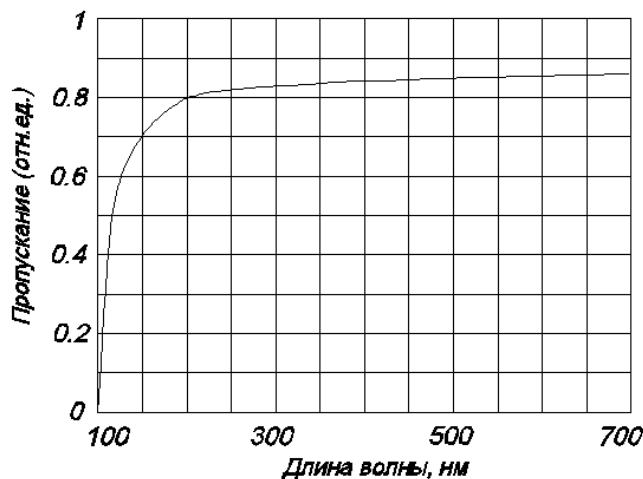


Рис. 8.5. Коэффициент пропускания ПАОА

Установлено, что в зависимости от формируемого периода структуры происходят изменения оптических спектров пропускания оксидов (рис. 8.5). Обнаружена высокая анизотропия показателя преломления оксида в зависимости от угла падения света (рис. 8.6). На основании этих экспе-

риментальных данных сделан вывод о том, что такие пленки могут использоваться для избирательной селекции ультрафиолетового излучения ГРП.

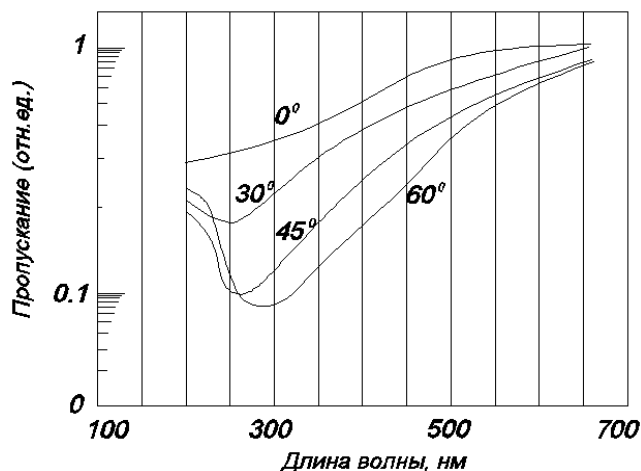


Рис. 8.6. Показатель преломления ПАОА в зависимости от угла падения света

Газоразрядный преобразователь с фронтальной фильтрацией ультрафиолетового излучения представляет герметичную плоскопараллельную двухэлектродную камеру (рис. 8.7), наполненную инертным газом. Расстояние между электродами, один из которых прозрачен для видимой части спектра излучения, не превышает 10 мм.

При облучении преобразователя импульсным рентгеновским излучением, в результате ионизации рабочего газа электронами, эмитированными из материала входного электрода 2, и первичными фотонами, формируется скрытая ионизационная картина объекта контроля. Плотность ионизации в различных участках разрядного промежутка пропорциональна интенсивности рентгеновского излучения, прошедшего через участки объекта контроля с различными коэффициентами ослабления. При подаче на электроды прямоугольного импульса высокого напряжения, в газовом объеме 7 из областей первичной ионизации развиваются разряды, сопровождающиеся интенсивным выходом ультрафиолетового излучения. В начале главы было показано, что плотность ионизации, а следовательно, наибольшая интенсивность ультрафиолетового излучения определяется слоем газа, прилегающего непосредственно к входному электроду. Это обуславливает необходимость нанесения люминофорного покрытия 4 на поверхность входного электрода, обращенную к газовому объему. Следует отметить, что конструктивно данная модель ГРП позволяет расположить также и входной электрод внутри газового объема, вследствие его дальнейшего отделения от непосредственного контакта с газом. Ультрафиолетовое излучение разряда, распространяющееся в направлении, противоположном просвечиванию, селективно фильтруется в оксидном по-



крытии 6, нанесенном на панель из кварцевого стекла 5. В слое люминофора ультрафиолетовое излучение трансформируется в видимое, образуя видимую картину, которая наблюдается через выходной экран 8.

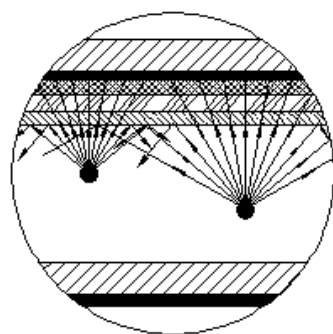
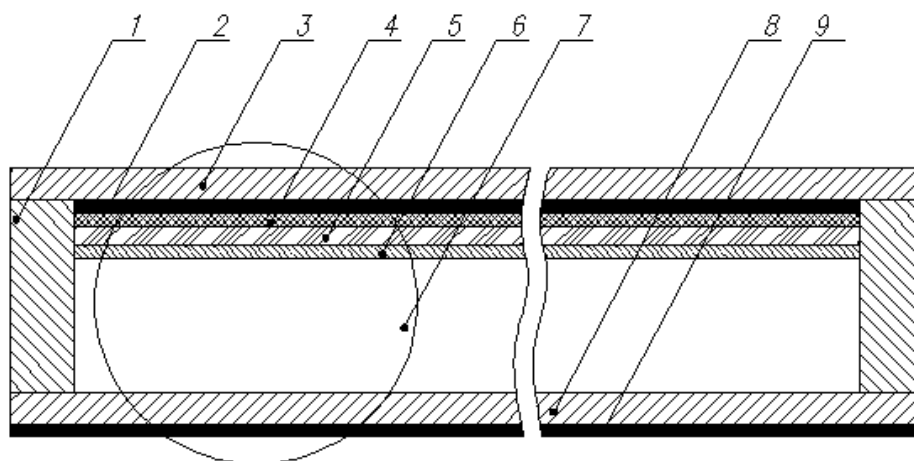


Рис. 8.7. ГРП с фронтальной фильтрацией излучения:

- 1 – диэлектрическая рамка;  
 2 – входной электрод; 3 – передняя панель;  
 4 – люминофор; 5 – кварцевое стекло (КУ-1);  
 6 – оксидное покрытие; 7 – газовый объем;  
 8 – задняя панель; 9 – выходной электрод

Использование кварцевого стекла марки КУ-1 [86] в качестве подложки для нанесения фильтрующего оксидного покрытия ПАОА позволяет с наименьшим ослаблением (рис. 3.21) освещать люминофорное покрытие ультрафиолетовым излучением разряда.

$\tau(\lambda), \%$

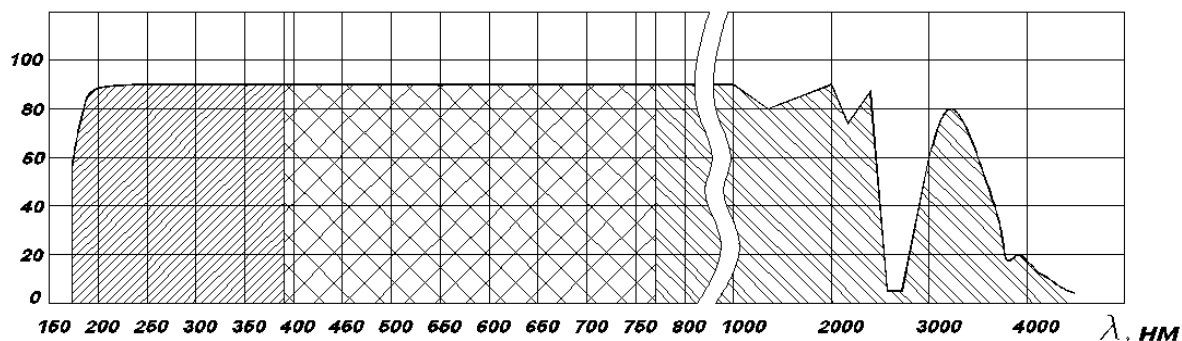


Рис. 8.8. Спектр пропускания кварцевого стекла КУ-1

Нанесение люминофорного покрытия непосредственно на входной электрод, выполненный из алюминия и обращенный внутрь газового объема, предоставляет, таким образом, возможность дополнительно использовать поток излучения люминофора, распространяющийся в направлении, противоположном наблюдению вследствие отражательных свойств алюминия. Регистрируя только резонансное излучение можно уменьшить размытие изображения.

Использование оксидных пленок, отражающих ультрафиолетовое излучение, падающее под большими углами, позволяет осуществлять фронтальную коллимацию излучения газового разряда, тем самым снижая внутреннюю нерезкость преобразователя.

### **8.3. Фильтрация изображения с использованием методов формирования контурных признаков и сегментации**

Выделение контуров объектов на изображениях – это самостоятельная, вызывающая большой интерес исследователей, проблема. Поскольку с точки зрения человеческого восприятия объект чаще всего может распознаваться лишь по его границе (или контуру), этот факт является весьма существенным при создании современных систем цифрового зрения.

Обсуждаемая проблема, как правило, решается в два последовательных или иногда параллельных этапа:

- выделение точки перепадов уровня яркости, формирование изображения локальных перепадов или контрастирование;
- выделение (отслеживание) протяженных контуров объектов на базе сформированного изображения локальных перепадов.

Отметим, что на дискретном изображении протяженным контуром является любая последовательность соседних точек изображения, и если на первом этапе получается разрозненная совокупность точек перепадов уровня яркости, каждая из которых не обязательно принадлежит контуру, то результатом второго этапа должна являться последовательность соседних точек, принадлежащих предпологаемым контурам объектов изображения.

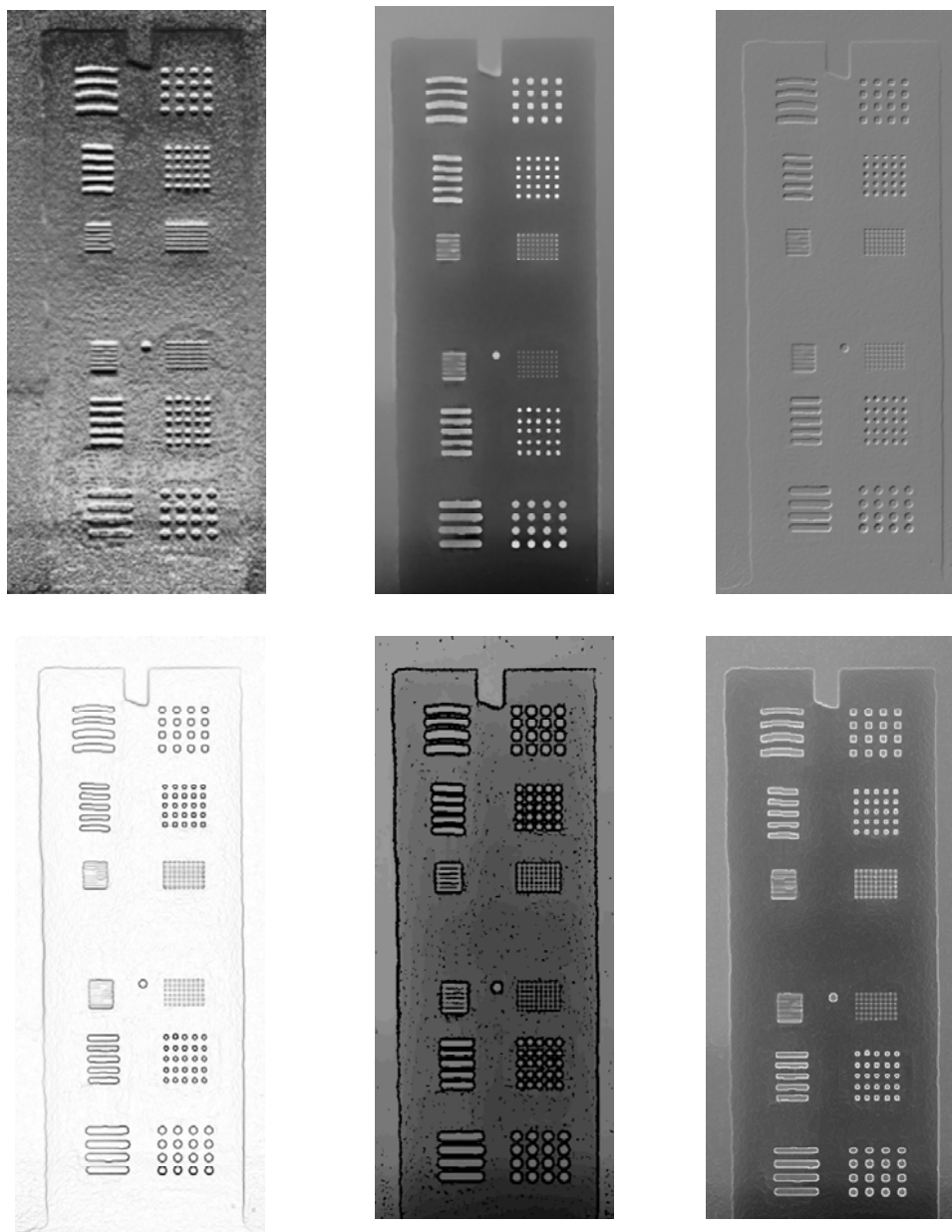
В развитии методов, реализующих первый этап, имеется значительный прогресс и большое количество достаточно хороших результатов, тогда как для методов второго этапа имеются существенные трудности, а, следовательно, есть много возможностей для проведения дальнейших исследований.

Основными недостатками существующих методов выделения точек перепадов уровня яркости являются:

- эвристичность большинства способов контрастирования перепадов. По этой причине параметры каждого алгоритма приходится

настраивать, а результат, получаемый при этом, можно оценивать лишь экспериментально, но не предсказывать заранее; кроме того, этот результат не является оптимальным;

- неустойчивость многих методов (например, градиентных, оператора Лапласа) к воздействию высокочастотных шумов;
- трудоемкость эффективных методов (например, метода Хоккеля) с вычислительной точки зрения.



*Рис. 8.9. Результаты фильтрации изображения мира*

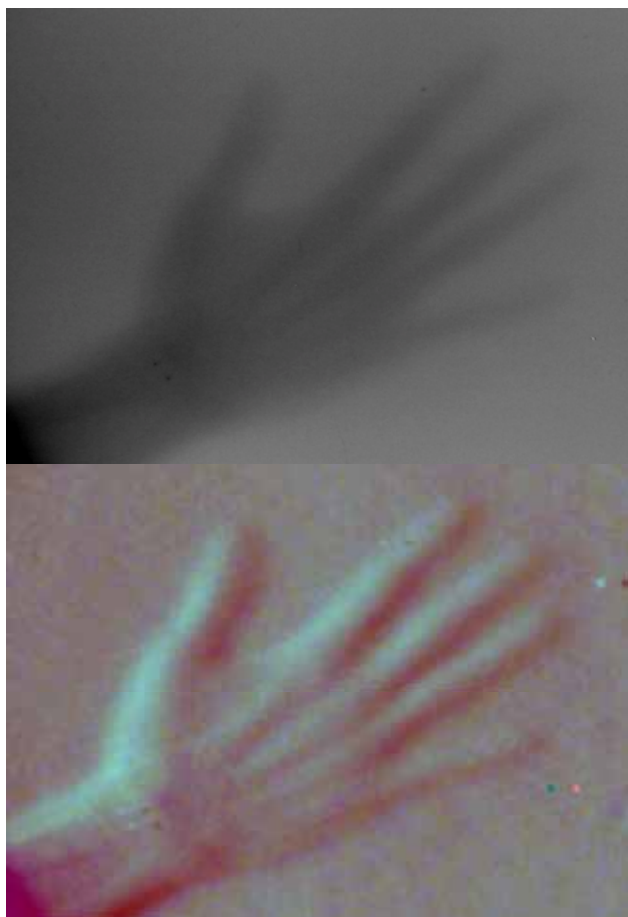
Следовательно, усилия по развитию методов выделения перепадов уровня яркости должны быть сосредоточены в направлении повы-

шения их помехоустойчивости, уменьшения их трудоемкости и получения теоретических оценок результатов их работы.

Целью данного этапа эксперимента является применение программных фильтров к изображениям, получаемым с использованием газоразрядного преобразователя, в целях проверки возможности улучшения качества конечной картины.

В качестве программной реализации фильтров цифровых изображений использовался дополнительный набор программ графического пакета Adobe Photoshop. Представленный пакет фильтров позволяет совершать практически любые операции с цветовыми и градиационными параметрами изображения, а также подавление фона, выделение контуров, выделение контрастных областей, затенение и задача градиента просмотра.

Полученные в ходе испытаний изображения мира и человеческой кисти были подвергнуты обработке некоторыми имеющимися средствами. Результаты фильтрации представлены на рис. 8.9, 8.10.



Из полученных изображений видно, что фильтрация может быть успешно применена для обработки изображений ГРП. Особенно отчетливо результаты фильтрации просматриваются при анализе изображений человеческой кисти. Контурные лучевых костей и костей ладони выделяются, что делает изображение более наглядным по сравнению с оригиналом.

Программная фильтрация может успешно применяться для обработки изображений ГРП. Результаты фильтрации особенно удачны при анализе биологических изображений.

*Рис. 8.10. Результаты фильтрации изображения человеческой кисти*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лозинский Э.Д. Фирсов О.В. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
2. Физика визуализации изображений в медицине / пер. с англ., под ред. С. Уэбба. – М.: Мир, 1991. – Т. 1.
3. Добромыслов В.А., Румянцев С.В. Радиационная интроскопия. – М.: Атомиздат, 1972.
4. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах / пер. с англ., под ред. В.С. Комелькова. – М.: Мир, 1968.
5. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
6. Грановский Е.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971.
7. Мейлинг В., Стари Ф. Наносекундная импульсная техника / пер. с англ., под ред. Е.А. Мелешко. – М.: Атомиздат, 1973.
8. Месяц Г.А. Генераторы мощных наносекундных импульсов. – М.: Советское радио, 1974.
9. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. – М.: Атомиздат, 1978.
10. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
11. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. – М.: Мир, 1978.
12. Алхимов Ю.В., Алхимов В.Ю., Кулешов В.К., Силантьев О.И., Цицура В.Н. Газоразрядный преобразователь с матричной структурой // Известия Томского политехнического университета. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006.
13. Алхимов Ю.В., Цицура В.Н., Силантьев О.И., Кулешов В.К. Применение ПЗС-структур для повышения качества изображения, получаемого с экрана газоразрядного преобразователя // Материалы VIII международной научно-практической конференции «Качество – стратегия XXI века». – Томск: НТЛ, 2003.
14. Alkhimov Y.V., Tsitsura V.N., Silantiev O.N. Ways of gas discharge converters image enhancement // Modern technique and technologies MTT2005: Proceedings of the 11th International Conference. – Tomsk: TPU, 2005.

## Приложение 1

### Программа расчета распространения излучения в ГРП

```

C          EFCA51
C  ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАР-КИ ПО ПЕРЕСЕЧЕНИЯМ (И ПОГЛОЩ. ЭНЕРГИЯ) ВО ВСЕМ
C  ПОГЛОТИТЕЛЕ ПО Z И R ДЛЯ НЕСКОЛЬКИХ ЗНАЧ. R (ОТ 0 ДО R(I))
C  ВЫЧИСЛЯЕТСЯ ПОГЛ. ЭНЕРГИЯ В КАЖДОЙ ЗОНЕ
C  РАДИАЛЬНЫЕ РАСПР. ПОТОКА ЭЛ-В, КВАНТОВ, ВСЕЙ ПОГЛ. ЭНЕРГИИ И
C  ПОГЛ. ЭНЕРГИИ ОТ ЭЛ-В, ДВИЖ. НАЗАД (ДЛЯ ВСЕЙ ЗОНЫ ПО Z)
C
C  SUBROUTINE EFCA51 (NISTM,NISTR)
C  ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: NISTM - МАХ ЧИСЛО ИСТОРИЙ,
C                      NISTR - ЧИСЛО ИСТОРИЙ, ПОСЛЕ КОТ. ПРОИСХ.ВЫДАЧА
C
C  МАХ ЧИСЛО ВЕЩЕСТВ 5
C  COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)
C  COMMON /ARS/EE1
C  COMMON /K1/KCB,NBZ(150)
C  COMMON /NSTO/NS
C  COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,A,B,
*NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X1,Y1,Z1,NZ1,NZI1,NZD1,Q1,A1,B1,
*SN(280),M
C  COMMON /SGE/ST,SPA,SF,SK,SFN,SR,SIE,SIP,SA,SX
C  COMMON /BCR/R1,R2,EKS,DES
C  COMMON /BC/EB,EBR,EAA,EBB,CA,CB,EEL,EGL,EMIGS,EMAGS,RKF
C  COMMON /RZ/ZG(20),RG(20),IZ,IR,LZ,LR
C  COMMON /XYP/X51(4),S1
C  COMMON /BEC/MDEG,MMAH,QGR
C  DIMENSION H1(7),H11(3),H12(3),H2(7),H21(3),H22(3)
C  INTEGER H11,H21
C  EQUIVALENCE (H1(1),E),(H11(1),NZ),(H12(1),Q),
* (H2(1),E1),(H21(1),NZ1),(H22(1),Q1)
C  DATA KK/0/
C
C  200 FORMAT (/10X,'НЕПР. НОМЕР ЗОНЫ ПО R, EFCA5')
C  201 FORMAT (2X,I5)
C  202 FORMAT (2X,E14.7)
C  203 FORMAT (/120(1H*)/5X,'НАКОПИТЕЛ. ЗАПОЛНЕН MD=',I3,'NP=',I2,'E=',
*E12.5,'Z=',E12.5,'Q=',E12.5)
C  204 FORMAT (/5X,'MDEG=',I3,'MMAH=',I5/120(1H*))
C
C  LT=LZ*LR
C  M=0
C  NIST1=NISTR
C  NIST=0
C  12 CALL IST
C  ES=E
C  ТИП ЧАСТИЦЫ
C  6 IF (NP.LT.1) GO TO 1
C  ЭЛЕКТРОНЫ , ПОЗИТРОНЫ
C  19 N1=NBZ(NZ)
C  IF (E.GT.EEL) GO TO 15
C  99 CALL DPR51(0)
C  IF (NP.LT.2) GO TO 9
C  IF (EGL.GT..511) GO TO 9
C  CALL ANNIHP
C  GO TO 4

```

```

C      ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТРЕЗКА ПУТИ
15  CALL RPR (S,N1)
    IF (E.GT.1.) GO TO 180
    IF (LZ.EQ.1.OR.RO(N1).LT.1.) GO TO 180
    R1B=R1/RO(N1)
    IR=(NZ-.5)/LZ+1.
    IZ=NZ-(IR-1)*LZ
    IF (IZ.EQ.LZ) GO TO 185
    DZB=ZG(IZ+1)-Z
    IF (R1B.LT.DZB) GO TO 99
    GO TO 306
185  IF (R1B.LT.(Z-ZG(IZ))) GO TO 99
    GO TO 306
180  IF (MDEG.LT.1) GO TO 306
    IF (Q.LT.QGR) GO TO 306
    MD=M/14
    NN1=MMAX-MD
    IF (NN1.LT.1) GO TO 305
    IDG=MDEG
    IF (IDG.GT.NN1) IDG=NN1
    Q=Q/(IDG+1.)
302  SN(M+1)=NP
    DO 303 I=2,8
303  SN(M+I)=H1(I-1)
    DO 304 I=1,3
    SN(M+1+I)=H12(I)
304  SN(M+8+I)=H11(I)
    M=M+14
    IDG=IDG-1
    IF (IDG.GT.0) GO TO 302
    GO TO 306
305  IF (KK.GT.0) GO TO 306
    KK=KK+1
    WRITE (2,203)MD,NP,E,Z,Q
    WRITE (2,204)MDEG,MMAX
306  AKAT=1.
    SMM=R1*SKK(E,P3(N1,2))
    SM=RKF*SMM
    SM5=.5*SM
    IF (S.LE.SM) GO TO 102
    S=SM
104  AKAT=0.
    R2=R1-S
    IF (NP.GT.1) GO TO 101
    EKS=QUIP(4+2*NS+N1,1,R2)
    IF (EKS.LT.0.) GO TO 499
    GO TO 102
101  EKS=QUIP(4+3*NS+N1,1,R2)
    IF (EKS.GT.0.) GO TO 102
499  I4=1
500  IF (ABS(Z-ZG(I4))-.0003) 501,501,502
501  Z=ZG(I4)
    NZ=(IR-1)*LZ+I4-1
    IF (WZ.GT.0.) NZ=NZ+1
    IF (NZ.LT.1.OR.NZ.GT.LT) GO TO 9
    GO TO 19
502  IF ((ZG(I4+1)-Z).GT..0003) GO TO 503
    I4=I4+1

```

```

GO TO 500
503 NZ=(IR-1)*LZ+I4
GO TO 19
102 S1=S/RO(N1)
CALL GEOM (S1,AL)
IF (AL.GE.0.) GO TO 17
18 DES=E-EKS
E1=EKS
IF (EKS.LE.EE1) GO TO 162
IF (DES.LT..005*E) GO TO 162
C РОЗЫГРЫШ Е В КОНЦЕ ПУТИ С УЧЕТОМ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕР. ЭНЕРГИИ
BB1=1.-.261/(E*E+1.022*E+.261)
BB2=1.-.261/(EKS*EKS+1.022*EKS+.261)
RM=.0765*P3(N1,1)*S/EB*(1./BB1+1./BB2)
CALL ELOSS (RM,RL)
E1=EKS-RL*EB
162 IF (E.GT.EMAGS.OR.E.LT.EMIGS) GO TO 16
IF (S.LT..5*SMM) GO TO 16
CALL GOSA (N1,E,CA)
CA=1.-(1.-CA)*S/SMM
GO TO 161
16 CALL ANGM (E,S,N1,CA)
161 IF (AL.LT.0.) GO TO 105
132 CALL SC (SI,CO)
CALL SDA (CA,SI,CO,WX1,WY1,WZ1)
140 X1=X+S1*WX
Y1=Y+S1*WY
Z1=Z+S1*WZ
IF (AL.LT.0.) GO TO 106
IF (NZ1.GT.0) GO TO 124
IF (NZ1.EQ.-1) Z1=0.
IF (NZ1.EQ.-2) Z1=ZG(LZ+1)
GO TO 106
124 IF (LZ.EQ.1) GO TO 109
IF (IABS(NZ1-NZ).NE.1) GO TO 110
IF (Z-Z1) 121,107,120
121 Z1=ZG(IZ+1)
GO TO 106
120 Z1=ZG(IZ)
GO TO 106
107 IF (NZ1.GT.NZ) GO TO 108
Z=ZG(IZ)-.00007
GO TO 106
108 Z=ZG(IZ+1)+.00007
GO TO 106
109 IF (LR.EQ.1) GO TO 106
110 XG2=X1*X1
YG2=Y1*Y1
RS=SQRT(XG2+YG2)
117 IR1=(NZ1-.5)/LZ+1.
RG1=RG(IR1)
IF (RS.GE.RG1) GO TO 115
RKA=1.0001
IF ((RG1-RS).GT..01*RG1) GO TO 116
111 IF (XG2.GT.YG2) GO TO 113
IF (Y1.GT.0.) GO TO 112
Y1=-SQRT(RG1*RG1-XG2)*RKA
GO TO 106

```



```

112 Y1=SQRT(RG1*RG1-XG2)*RKA
    GO TO 106
113 IF (X1.GT.0.) GO TO 114
    X1=-SQRT(RG1*RG1-YG2)*RKA
    GO TO 106
114 X1=SQRT(RG1*RG1-YG2)*RKA
    GO TO 106
115 RG1=RG(IR1+1)
    IF (RS.LT.RG1) GO TO 106
    RKA=.9999
    IF ((RS-RG2).GT..01*RG2) GO TO 118
    GO TO 111
116 NZ1=NZ1-LZ
    IF (NZ1.LT.1) GO TO 119
    GO TO 117
118 NZ1=NZ1+LZ
    IF (NZ1.GT.LT) GO TO 119
    GO TO 117
119 WRITE(2,200)
    WRITE(2,201)NP,NZ,NZ1,IR,IZ,IR1
    WRITE(2,202)RKA,X,Y,Z,X1,Y1,Z1,RG1,RS
    STOP
105 CALL RTES (S,SMM,N1)
    RR=SQRT(X1*X1+Y1*Y1)
    IF (RR.GE.RG(LR+1)) GO TO 103
    IF (Z1.LT.0.) GO TO 103
    IF (Z1.GT.ZG(LZ+1)) GO TO 103
    IF (LZ.EQ.1) GO TO 153
    II=1
155 IF (Z1.LE.ZG(II+1)) GO TO 151
    II=II+1
    GO TO 155
151 IF (IZ.NE.II) GO TO 103
153 IF (LR.EQ.1) GO TO 131
    JJ=1
156 IF (RR.LE.RG(JJ+1)) GO TO 152
    JJ=JJ+1
    GO TO 156
152 IF (IR.NE.JJ) GO TO 103
C   HET ПЕРЕСЕЧЕНИЯ
131 NZ1=NZ
106 CALL DPR51 (1)
    IF (NZ1.LT.0) GO TO 9
    IF (NP.LT.1) GO TO 130
    DO 30 I=1,7
30  H1(I)=H2(I)
    NZ=NZ1
    N1=NBZ(NZ)
    IF (E.LE.EEL) GO TO 99
    IF (AKAT.LT..5) GO TO 15
    IF (NP.GT.1) GO TO 20
C   ЭЛЕКТРОН
    CALL STE (N1)
C   ЗАСЫЛКА В НАКОПИТЕЛЬ
21 IF (E-E1) 4,4,7
4   SN(M+1)=NP1
    DO 5 I=2,8
5   SN(M+I)=H2(I-1)

```

```

DO 55 I=1,3
  SN(M+8+I)=H21(I)
55 SN(M+11+I)=H22(I)
  M=M+14
  GO TO 6
7 SN(M+1)=NP
  NP=NP1
  DO 8 I=2,8
    SN(M+I)=H1(I-1)
8 H1(I-1)=H2(I-1)
  DO 88 I=1,3
    SN(M+8+I)=H11(I)
    SN(M+11+I)=H12(I)
    H11(I)=H21(I)
88 H12(I)=H22(I)
  M=M+14
  GO TO 6
C   ПОЗИТРОН
20 CALL STP (N1)
  GO TO 21
C   ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ГРАНИЦЫ ЗОНЫ (ЭЛ-Н, ПОЗ-Н)
103 IF (S.LT.SM5) GO TO 132
133 S=.49*S
  GO TO 104
17 SM2=SM5/RO(N1)
  IF (E.GE.ES) SM2=.5*SM2
  IF (S1.LT.SM2) GO TO 177
  IF (AL.GT.SM2) GO TO 133
177 S=AL*RO(N1)
  S1=AL
  AKAT=0.
  R2=R1-S
  NR=4+2*NS+N1
  IF (NP.GT.1) NR=NR+NS
  EKS=QUIP (NR,1,R2)
  GO TO 18
C   КВАНТЫ
1 N1=NBZ(NZ)
25 IF (E.LE.EGL) GO TO 98
  CALL SBG (E,N1)
  CALL RAND (C)
  S=-ALOG(C)/ST
  S1=S/RO(N1)
  CALL GEOM (S1,AL)
  IF (AL.GE.0.) GO TO 3
  AKAT=1.
  E1=E
  GO TO 140
130 NZ=NZ1
  N1=NBZ(NZ)
  X=X1
  Y=Y1
  Z=Z1
  IF (AKAT.LT..5) GO TO 25
  CALL STG (N1)
  GO TO 21
3 S=AL*RO(N1)
  S1=AL

```

```

    AKAT=0.
    E1=E
    GO TO 140
98 CALL DPR51(0)
C   КОНЕЦ ВЕТВИ
    9 IF (M.LE.0) GO TO 11
C   ВЫБОР НОВОЙ ВЕТВИ ИЗ НАКОПИТЕЛЯ
    M=M-14
    NP=SN(M+1)+.1
    NZ=SN(M+9)+.1
    NZI=SN(M+10)+.1
    NZD=SN(M+11)+.1
    Q=SN(M+12)
    A=SN(M+13)
    B=SN(M+14)
    DO 10 I=2,8
10 H1(I-1)=SN(M+I)
    GO TO 6
C   КОНЕЦ ИСТОРИИ
11 CALL KISP51(0)
    NIST=NIST+1
    IF (NIST.GE.NISTM) GO TO 13
    IF (NIST.LT.NIST1) GO TO 12
    CALL KISP51(NIST)
    NIST1=NIST1+NISTP
    GO TO 12
13 CALL KISP51(NIST)
    RETURN
    END

C           IST
C   МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК
C   ЕСЛИ X0=0. И Y0=0. - ТОЧЕЧНЫЙ ИСТ. В НАЧ. КООРД.,
C   ЕСЛИ X0=0., А Y0.NE.0. -ТОЧЕЧНЫЙ ИСТ. В Т.(0,Y0),
C   ЕСЛИ X0.NE.0. - ЧАСТИЦЫ РАСПР. РАВН. В КРУГЕ ОТ 0 ДО R=X0
C   (НО ТОЛЬКО ПО ОСИ X).
C   ЕСЛИ WY0 =0. - ИСТ-К МОНОНАПРАВЛЕННЫЙ, ЕСЛИ WY0 GT 0. - ЧАСТИЦА
C   ЛЕТИТ В НАПРАВЛЕНИИ WZ=1./SQTR(1.+TG(T)**2)=1./SQRT(1.+(X/WY0)**2)
C   WX=SQRT(1.-WZ**2), WY=0.
C
C   SUBROUTINE IST
C
C   COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,A,B
C   COMMON /RZ/ZG(20),RG(20),IZ,IR,LZ,LR
C   COMMON /BLP/RIS
C   DIMENSION EIS(13),FS(13)
C   DIMENSION EIS(17),FS(17)
C   DIMENSION EIS(22),FS(22)
C   DATA SN/1./
C   DATA K/0/
C   СПЕКТР МИРА-1Д
C   DATA EIS/.001,.01,.02,.03,.04,.05,.06,.07,.08,.09,.1,.11,.12/
C   DATA FS/.0,.00946,.045,.1209,.2373,.3894,.574,.752,.873,.9487,
C   *.98967,.9989,1./
C   DATA NE/13/
C   СПЕКТР МИРА-2Д
C   DATA EIS/.001,.02,.04,.06,.08,.1,.12,.14,.16,.18,.2,.22,.24,.26,
C   *.28,.3,.32/

```

```

C      DATA FS/0.,.02825,.0798,.19774,.4096,.5226,.593,.6462,.6921,.7338,
C      *.775,.8157,.8566,.8976,.9386,.9795,1./
C      DATA NE/17/
C      СПЕКТР ОТ БЕТАТРОНА МИБ-6 С Е (ГРАНИЧНОЙ ЕНЕРГИЕЙ) 6 МЭВ
C      DATA EIS/.03,.04,.05,.061,.069,.08,.1,.15,.2,.3,.4,.511,
C      *.6,.8,1.,1.5,2.,3.,4.,5.,5.5,6./
C      DATA FS/.0,.0004,.0014,.0038,.0072,.00756,.0089,.0185,.049,
C      *.143,.241,.33,.39,.5,.58,.717,.8,.905,.96,.989,.997,1./
C      DATA NE/22/
C      DATA EGR/.03/
C      DATA EGR/.0/
C      DATA NPO/0/
C      DATA RIS/1./
C      DATA RIS/0./
C
C      23 FORMAT (/20X,'ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА')
C      21 FORMAT (/10X,'ТИП ЧАСТИЦЫ NP=',I2,10X,'ЭНЕРГИЯ (МЭВ) E=',E13.6/2X,
C      *'НАПР. КОСИНУСЫ WX=',E14.7,2X,'WY=',E14.7,2X,'WZ=',E14.7/2X,'КООРД
C      *ИНАТЫ (СМ) X=',E12.5,2X,'Y=',E12.5,2X,'Z=',E12.5/2X,'NZ=',I5,2X,'N
C      *ZI=',I5,2X,'NZD=',I5,10X,'Q=',E12.5,2X,'A=',E12.5,2X,'B=',E12.5)
C      20 FORMAT (/2X,'ОШИБКА ПРИ ОПР NZ В МОД IST, NZ=',I3,2X,'X=',E12.5)
C      65 FORMAT (F5.2)
C
C      READ(1,65)RIS
C      NP=NPO
C      2 CALL RAND(C)
C      M1=1
C      M2=NE
C      3 IF(M2.EQ.M1+1) GO TO 6
C      M=M1+(M2-M1)/2
C      IF(C-FS(M)) 4,4,5
C      4 M2=M
C      GO TO 3
C      5 M1=M
C      GO TO 3
C      6 M=M1
C      E=EIS(M)+(EIS(M+1)-EIS(M))*(C-FS(M))/(FS(M+1)-FS(M))
C      IF(E.LT.EGR) GO TO 2
C      РОЗЫГРЫШ X
C      7 CALL RAND(C)
C      X=RIS*SQRT(C)
C      Y=0.
C      Z=0.
C      WX=0.
C      WY=0.
C      WZ=1.
C      NZ=1
C      IF(LR.EQ.1) GO TO 8
C      I=2
C      10 IF(X.LE.RG(I)) GO TO 8
C      NZ=NZ+LZ
C      I=I+1
C      IF(I.LE.LR+1) GO TO 10
C      WRITE(2,20)NZ,X
C      STOP
C      8 NZI=0
C      NZD=0
C      Q=SN

```

```

A=0.
B=0.
IF (K.GT.0) GO TO 12
K=K+1
WRITE (2,23)
WRITE (2,21) NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,A,B
12 RETURN
END

```

```

C          DPR51
C  ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГР. ХАР-К ПО ПЕРЕСЕЧЕНИЯМ И ПОГЛ. ЭНЕРГИИ
C  ВО ВСЕМ ПОГЛОТИТЕЛЕ ПО Z И ДЛЯ НЕСК. R.
C  ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ, КВАНТОВ
C  И ПОГЛОЩ. ЭНЕРГИИ В 1 ИЛИ НЕСКОЛЬКИХ (МАХ 8) ЗОНАХ ПО Z (РАД. РАСП
C  УСРЕДНЯЮТСЯ ПО ВСЕЙ ЗОНЕ)
C
C  SUBROUTINE DPR51 (NDE)
C  ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NDE - ПРИЗНАК (0- E.LT.E ГР.,1-E.GT.E ГР.)
C  ПРИ ПЕРВОМ ОБРАЩ. К МОДУЛЮ ВВОДЯТСЯ ДАННЫЕ, НЕОБХ. ДЛЯ
C  ГЕОМЕТРИИ И ВЫЧ. ФУНК-ОВ И ЧИСТЯТСЯ МАССИВЫ
C
COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)
COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZR,Q,AA,B,
*NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X2,Y2,Z2,NZ1,NZI1,NZR1,Q1,AA1,B1
COMMON /REZ/TNE(80,13,5),EZON(150)
COMMON /REZ1/TNE1(80,13,5),TNE2(80,13,2),EZ1(150),EZ2(150)
COMMON /K1/KCB,NBZ(150)
COMMON /RZ/Z1(20),R1(20),J,I,LZ,LR
COMMON /XYP/XR,YR,XR1,YR1,S,DE,NN
COMMON /FEZ/ZRI(80),NZRI,RI(5),NRI,NPZ(20),NNPZ
COMMON /REF/NFR,FR(51),FRE(50,8),FRG(50,8),FRDE(50,8),FRDEN(50,8)
COMMON /REF1/FRE1(50,8),FRE2(50,8),FRG1(50,8),FRG2(50,8),
*FRDE1(50,8),FRDE2(50,8),FRDEN1(50,8),FRDEN2(50,8)
DIMENSION RO1(50)
EQUIVALENCE (RO1(1),TNE(1))
DATA M/0/
C
C  TNE(I,1,K) - ЧИСЛО ЭЛ. ПЕРЕС. ГРАНИЦУ ВПЕРЕД,
C  TNE(I,2,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C  TNE(I,3,K) - СР. R**2 НА 1 ЭЛ. ВПЕРЕД (CM2),
C  TNE(I,4,K) - ЧИСЛО ЭЛ. ПЕРЕС. ГРАНИЦУ НАЗАД,
C  TNE(I,5,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ)
C  TNE(I,6,K) - СР. R**2 НА 1 ЭЛ. НАЗАД (CM2),
C  TNE(I,7,K) - ЧИСЛО КВ. ПЕРЕС. ГР. ВПЕРЕД,
C  TNE(I,8,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C  TNE(I,9,K) - СР. R**2 НА 1 КВ. ВПЕРЕД (CM2),
C  TNE(I,10,K) - ЧИСЛО КВ. ПЕРЕС. ГР. НАЗАД,
C  TNE(I,11,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C  TNE(I,12,K) - СР. R**2 НА 1 КВ. НАЗАД (CM2),
C  TNE(I,13,K) - РАСПР. ПОГЛ. ЭНЕРГИИ ПО Z (МЭВ/CM)
C  FRE - РАД. РАСПР. ПОТОКА ЭЛ-В,
C  FRG - РАД. РАСПР. ПОТОКА КВАНТОВ,
C  FRDE - РАД. РАСПР. ВСЕЙ ПОГЛОЩ. ЭНЕРГИИ
C  FRDEN - РАД. РАСПР. ПОГЛ. ЭНЕРГИИ ОТ ЭЛ-В, ЛЕТАЩИХ НАЗАД
C
1 FORMAT (8E10.4)
2 FORMAT (16I5)
7 FORMAT (/(2X,8E14.5))

```

```

9 FORMAT (/5X,'ЧИСЛО СЛОЕВ ПО ТОЛЩИНЕ LZ = ',I3,'ЧИСЛО КОЛЕЦ ПО РАДИ
*УСУ LR = ',I3)
10 FORMAT (/5X,'КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО Z (CM)')
11 FORMAT (/5X,'КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО R (CM)')
12 FORMAT (/5X,'НОМЕР ВЕЩ-ВА В ЗОНЕ , ЕГО ПЛОТНОСТЬ (Г/СМ**3)')
13 FORMAT (/ (2X,10I11))
19 FORMAT (2I5)
60 FORMAT (I5)
61 FORMAT (8E10.3)
62 FORMAT (/5X,'КООРДИНАТЫ ГРАНИЦ ПО Z (CM)')
63 FORMAT (/5X,'ЧИСЛО ГРАНИЦ ПО Z, NZRI=',I5,5X,'ЧИСЛО ГРАНИЦ ПО R, N
*RI=',I5)
64 FORMAT (/5X,'КООРДИНАТЫ ГРАНИЦ ПО R (CM)')
65 FORMAT (/ (2X,8 (E12.5,2X)))
66 FORMAT (/5X,'ЧИСЛО ИНТЕРВАЛОВ В РАД. РАСПР. NFR= ',I5/5X,'ЧИСЛО ЗО
*N ПО Z , ГДЕ СЧИТАЕТСЯ РАД. РАСПР. NNRZ= ',I5)
67 FORMAT (/5X,'ЗНАЧЕНИЯ ГРАНИЦ В РАД. РАСПР. (CM)')
68 FORMAT (/5X,'НОМЕР РАД. РАСПР. ДЛЯ ДАННОЙ ЗОНЫ')

C
IF (M.GT.0) GO TO 70
M=M+1
C
ВВОД ДАННЫХ ДЛЯ ГЕОМЕТРИИ
READ (1,19) LZ,LR
WRITE (2,9) LZ,LR
PRINT 9,LZ,LR
K=LZ+1
READ (1,1) (Z1(I),I=1,K)
WRITE (2,10)
PRINT 10
WRITE (2,7) (Z1(I),I=1,K)
PRINT 7,(Z1(I),I=1,K)
K=LR+1
READ (1,1) (R1(I),I=1,K)
WRITE (2,11)
PRINT 11
WRITE (2,7) (R1(I),I=1,K)
PRINT 7,(R1(I),I=1,K)
LT=LZ*LR
READ (1,2) (NBZ(I),I=1,LT)
DO 44 I=1,LT
I1=NBZ(I)
44 RO1(I)=RO(I1)
WRITE (2,12)
PRINT 12
WRITE (2,13) (NBZ(I),I=1,LT)
PRINT 13,(NBZ(I),I=1,LT)
WRITE (2,7) (RO1(I),I=1,LT)
PRINT 7,(RO1(I),I=1,LT)
C
ДААННЫЕ ДЛЯ ВЫЧИСЛ. ФУНКЦИОНАЛОВ
READ (1,19) NZRI,NRI
WRITE (2,63) NZRI,NRI
PRINT 63,NZRI,NRI
READ (1,61) (ZRI(I),I=1,NZRI)
WRITE (2,62)
PRINT 62
WRITE (2,65) (ZRI(I),I=1,NZRI)
PRINT 65,(ZRI(I),I=1,NZRI)
READ (1,61) (RI(I),I=1,NRI)

```

```

WRITE (2, 64)
PRINT 64
WRITE (2, 65) (RI (I) , I=1, NRI)
PRINT 65, (RI (I) , I=1, NRI)
READ (1, 19) NFR, NNPZ
K=NFR+1
READ (1, 61) (FR (I) , I=1, K)
READ (1, 2) (NPZ (I) , I=1, LZ)
WRITE (2, 66) NFR, NNPZ
PRINT 66, NFR, NNPZ
WRITE (2, 65) (FR (I) , I=1, K)
PRINT 65, (FR (I) , I=1, K)
WRITE (2, 68)
PRINT 68
WRITE (2, 13) (NPZ (I) , I=1, LZ)
PRINT 13, (NPZ (I) , I=1, LZ)
C ЧИСТКА МАССИВОВ
DO 71 K=1, 5
DO 71 J=1, 13
DO 71 I=1, 80
TNE (I, J, K)=0.
TNE1 (I, J, K)=0.
IF (K.GT.2) GO TO 71
TNE2 (I, J, K)=0.
71 CONTINUE
DO 72 I=1, 150
EZON (I)=0.
EZ1 (I)=0.
72 EZ2 (I)=0.
DO 73 J=1, 8
DO 73 I=1, 50
FRE (I, J)=0.
FRG (I, J)=0.
FRDE (I, J)=0.
FRDEN (I, J)=0.
FRE1 (I, J)=0.
FRE2 (I, J)=0.
FRG1 (I, J)=0.
FRG2 (I, J)=0.
FRDE1 (I, J)=0.
FRDE2 (I, J)=0.
FRDEN1 (I, J)=0.
73 FRDEN2 (I, J)=0.
RETURN
C НАЧАЛО ВЫЧИСЛЕНИЙ
70 AE=E*Q
NN=NPZ (NZ)
IF (NDE.EQ.0) GO TO 51
DEB=0.
E21=E-E1
EZON (NZ)=EZON (NZ) +E21*Q
DZ=Z-Z2
IF (DZ) 41, 42, 43
C ЧАСТИЦА ЛЕТИТ ВПЕРЕД.
41 IF (NZI.GE.NZRI) GO TO 42
I=NZI+1
ZP=ZRI (I)
DZ1=Z-ZP

```

```

      IF (DZ1*(Z2-ZP).GT.0.) GO TO 50
C     ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ВПЕРЕД
      S1=DZ1/DZ
      XP=X+S1*(X2-X)
      YP=Y+S1*(Y2-Y)
      RP=SQRT(XP*XP+YP*YP)
      K=1
      IF (NRI.EQ.1) GO TO 21
20    IF (RP.LE.RI(K)) GO TO 21
      K=K+1
      IF (K.EQ.NRI) GO TO 21
      GO TO 20
21    AR=RP*RP*Q
      IF (NP.GT.0) GO TO 4
C     КВАНТЫ
      A=E*Q
      DO 22 J=K,NRI
      TNE(I,7,J)=TNE(I,7,J)+Q
      TNE(I,8,J)=TNE(I,8,J)+A
22    TNE(I,9,J)=TNE(I,9,J)+AR
      NZI=NZI+1
      GO TO 41
C     ЭЛЕКТРОНЫ, ПОЗИТРОНЫ
4     EP=E-E21*S1
      A=EP*Q
      DEP=E-EP-DEB
      AE=DEP*Q
      DO 24 J=K,NRI
      TNE(I,1,J)=TNE(I,1,J)+Q
      TNE(I,2,J)=TNE(I,2,J)+A
      TNE(I,3,J)=TNE(I,3,J)+AR
      IF (NZI.EQ.0) GO TO 24
      TNE(NZI,13,J)=TNE(NZI,13,J)+AE
24    CONTINUE
      DEB=DEB+DEP
      NZI=NZI+1
      GO TO 41
C     ЧАСТИЦА ЛЕТИТ НАЗАД
43    IF (NZI.EQ.0) GO TO 42
      I=NZI
      ZP=ZRI(I)
      DZ1=Z-ZP
      IF (DZ1*(Z2-ZP).GT.0.) GO TO 50
C     ПЕРЕСЕЧЕНИЕ НАЗАД
      S1=DZ1/DZ
      XP=X+S1*(X2-X)
      YP=Y+S1*(Y2-Y)
      RP=SQRT(XP*XP+YP*YP)
      K=1
      IF (NRI.EQ.1) GO TO 26
25    IF (RP.LE.RI(K)) GO TO 26
      K=K+1
      IF (K.EQ.NRI) GO TO 26
      GO TO 25
26    AR=RP*RP*Q
      IF (NP.GT.0) GO TO 29
C     КВАНТЫ
      A=E*Q

```



```

DO 27 J=K,NRI
TNE (I, 10, J)=TNE (I, 10, J)+Q
TNE (I, 11, J)=TNE (I, 11, J)+A
27 TNE (I, 12, J)=TNE (I, 12, J)+AR
NZI=NZI-1
GO TO 43
C ЭЛЕКТРОНЫ, ПОЗИТРОНЫ
29 EP=E-E21*S1
A=EP*Q
DEP=E-EP-DEB
AE=DEP*Q
DO 30 J=K,NRI
TNE (I, 4, J)=TNE (I, 4, J)+Q
TNE (I, 5, J)=TNE (I, 5, J)+A
TNE (I, 6, J)=TNE (I, 6, J)+AR
30 TNE (I, 13, J)=TNE (I, 13, J)+AE
DEB=DEB+DEP
NZI=NZI-1
GO TO 43
51 EZON (NZ) =EZON (NZ) +AE
RR=SQRT (X*X+Y*Y)
54 K=1
IF (NRI.EQ.1) GO TO 52
53 IF (RR.LE.RI (K)) GO TO 52
K=K+1
IF (K.EQ.NRI) GO TO 52
GO TO 53
50 AE= (E21-DEB) *Q
RR=SQRT (X2*X2+Y2*Y2)
GO TO 54
52 DO 28 J=K,NRI
28 TNE (NZI, 13, J)=TNE (NZI, 13, J)+AE
IF (NN.LT.1) RETURN
IF (NDE.GT.0) GO TO 40
K=1
55 IF (RR.LE.FR (K+1)) GO TO 56
K=K+1
GO TO 55
56 FRDE (K, NN) =FRDE (K, NN) +AE
RETURN
42 IF (NN.LT.1) RETURN
40 XR=X
YR=Y
XR1=X2
YR1=Y2
DE=E21*Q
CALL RAD51 (1)
RETURN
END

C RAD51
C ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДЛЯ ПРОГР. EFCA51
C
C SUBROUTINE RAD51 (PR)
C ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР PR - ПРИЗНАК, PR=-1. ЭН-Я ЧАСТИЦЫ МЕНЬШЕ
C ПОРОГОВОЙ, PR=1. - БОЛЬШЕ.
C
COMMON /SFC/NP, E, WX, WY, WZ, X0, Y0, Z0, NZ, NZI, NZD, Q, QA, QB

```

```

COMMON /XYP/X,Y,X1,Y1,S,DE,NN
COMMON /RFF/NFR,FR(51),FRE(50,8),FRG(50,8),FRDE(50,8),FRDEN(50,8)
C
C      В С1(R,X,Y) НАХ-СЯ КОНЕЦ ОТРЕЗКА S, РАСПОЛОЖ. ДАЛЬШЕ ОТ ОСИ Z,
C      В С2(R,X,Y) РАСПОЛОЖ. БЛИЖЕ
C      ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ ВКЛАДОВ В РАД. РАСПР. ОТ ОТР. S ТРАЕКТОРИИ ЧАС-
C      ТИЦЫ ПРОИСХОДИТ ПОСЛЕДОВАТ. ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ОТ ДАЛЬНЕГО КОНЦА К
C      БЛИЖНЕМУ. ТОЧКИ, КОТ. ДЕЛЯТ ОТР. S НА ЧАСТИ, ЯВЛЯЮТСЯ Т. ПЕ-
C      РЕСЕЧ. ПРЯМОЙ, ЗАДАННОЙ В КООРДИНАТНОЙ ФОРМЕ (КООР. X,Y,X1,Y1
C      СМ./XYP/) И ОКРУЖНОСТЯМИ С РАД-МИ В FR
C      КООРДИНАТЫ X ТОЧЕК ПЕРЕСЕЧ. НАХ-СЯ ПО ФОРМУЛЕ:
C       $X(1,2) = (A * C + - B * RP * SQRT(AB2 - (C/RP) ** 2)) / AB2$ 
C
      R1=SQRT(X*X+Y*Y)
      IF (R1.GT.FR(NFR)) GO TO 10
      IF (PR.GT.0.) GO TO 52
      IR=1
50  IF (R1.LT.FR(IR+1)) GO TO 51
      IR=IR+1
      GO TO 50
51  FRDE(IR,NN)=FRDE(IR,NN)+DE
      RETURN
52  AL=0.
      R2=SQRT(X1*X1+Y1*Y1)
      IF (R2.GT.FR(NFR)) GO TO 10
      IF (ABS(R2-R1).GT.1.E-04) GO TO 71
      IR=1
70  IF (R1.LT.FR(IR+1)) GO TO 20
      IR=IR+1
      GO TO 70
71  IF (R2-R1) 60,10,1
60  C1R=R1
      C1X=X
      C1Y=Y
      C2R=R2
      C2X=X1
      C2Y=Y1
      GO TO 2
1   C1R=R2
      C1X=X1
      C1Y=Y1
      C2R=R1
      C2X=X
      C2Y=Y
2   B=C1X-C2X
      A=C1Y-C2Y
      C=C2X*C1Y-C2Y*C1X
      AB2=B*B+A*A
      C2=A*C/AB2
C   D - ДЛИНА ПРОЕКЦИИ ОТР. S НА ПЛ. XY
      D=SQRT(AB2)
      IR=1
3   IF (C1R.LT.FR(IR+1)) GO TO 4
      IR=IR+1
      GO TO 3
4   RP=FR(IR)
      DR=RP-C1R
      IF (RP.GT.0.) GO TO 8

```

```

20 AL1=1.
   ASSIGN 10 TO L
21 DAL=AL1-AL
   AL=AL1
   IF (DAL.LE.0.) GO TO 10
5  AS=S*DAL*Q
   IF (NP.GT.0) GO TO 6
   FRG(IR,NN)=FRG(IR,NN)+AS
   GO TO 7
6  AE=DE*DAL
   FRE(IR,NN)=FRE(IR,NN)+AS
   FRDE(IR,NN)=FRDE(IR,NN)+AE
   IF (WZ.GE.0.) GO TO 7
   FRDEN(IR,NN)=FRDEN(IR,NN)+AE
7  GO TO L, (10,30,40)
8  IF(D.LT.ABS(DR)) GO TO 20
   U=AB2-(C/RP)**2
   IF (U.LT.0.) GO TO 20
   C1=B*RP/AB2
16 T=SQRT(U)*C1
   XAL=C2+T
   XBT=C2-T
   IF (ABS(C1X-XAL).GT.ABS(C1X-XBT)) GO TO 9
C  В ХВ НАБ-СЯ КООРД. Х ТОЧКИ ПЕРЕСЕЧ, КОТ. БЛИЖЕ К С1Х,
C  В ХD - ДАЛЬШЕ
   XB=XAL
   XD=XBT
   GO TO 11
9  XB=XBT
   XD=XAL
11 G1=XB-C1X
   G2=XB-C2X
   IF (G1*G2.GE.0.) GO TO 20
C  ХВ ВНУТРИ ИНТЕРВАЛА (X - X1)
   AL1=ABS(G1/B)
   ASSIGN 30 TO L
   GO TO 21
30 IR=IR-1
   XB=XD
   IF (IR.GT.1) GO TO 15
C  ЧАСТЬ ОТР. S ЛЕЖИТ В ЦЕНТРАЛЬНОМ КРУГЕ
12 G1=XB-C1X
   G2=XB-C2X
   IF (G1*G2.GE.0.) GO TO 20
   AL1=ABS(G1/B)
   ASSIGN 40 TO L
   GO TO 21
40 IR=IR+2
   IF (IR.GT.NFR+1) GO TO 10
   RP=FR(IR)
   IF (RP.LT.C2R) GO TO 14
13 IR=IR-1
   GO TO 20
14 U=AB2-(C/RP)**2
   IF (U.LT.0.) GO TO 13
   C1=B*RP/AB2
   T=SQRT(U)*C1
   XAL=C2+T

```

```

XBT=C2-T
XB=XBT
IF (ABS(C1X-XAL) .GT. ABS(C1X-XBT)) XB=XAL
IR=IR-1
GO TO 12
15 RP=FR(IR)
U=AB2-(C/RP)**2
IF (U.LT.0.) GO TO 12
C1=B*RP/AB2
GO TO 16
10 RETURN
END

```

```

C           SBG
C   ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАММА-КВАНТА.
C
C   SUBROUTINE SBG (E,NB)
C   ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: E-ЭНЕРГИЯ КВАНТА (МЭВ),
C                       NB-НОМЕР ВЕЩЕСТВА.
C
C   РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ПОМЕЩАЮТСЯ В ОБЩИЙ БЛОК /SGE/
C   ST - ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ,
C   SPA- СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР,
C   SF - СЕЧЕНИЕ ФОТОЭФФЕКТА,
C   SK - СЕЧЕНИЕ ЭФФЕКТА КОМПТОНА.
C
COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)
COMMON /SGE/ST,SPA,SF,SK
COMMON /SG/EGKP(50),EGFM(99,15),EGFB(20),EGKM(19),SP(44,15),
*SFM(99,15),SFB(20,15),SCM(50),SCMM(19,15)
C
NB1=NB-1
IF (E.GE..2) GO TO 1
SPA=0.
K=1
10 IF (E.LT.EGFM(K+1,NB)) GO TO 11
K=K+1
GO TO 10
11 C=SFM(K,NB)
C1=EGFM(K,NB)
SF=C+(SFM(K+1,NB)-C)*(E-C1)/(EGFM(K+1,NB)-C1)
N2=2496+19*NB1
SK=ALING(E,1556,N2,19)
GO TO 4
1 SK=ALING(E,1,2446,50)*P3(NB,1)
IF (E.GT.1.) GO TO 2
SPA=0.
3 N2=2146+20*NB1
SF=ALING(E,1536,N2,20)
GO TO 4
2 N2=1+44*NB1
SPA=ALING(E,7,N2,44)
IF (E.LT.50.) GO TO 3
SF=0.
4 ST=SPA+SF+SK
RETURN
END

```

```

C           ANNIHP
C           АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНА В ПОКОЕ
C
C           SUBROUTINE ANNIHP
C
C           COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,A,B,
*NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X1,Y1,Z1,NZ1,NZI1,NZD1,Q1,A1,B1
C
C           NP=0
C           NP1=0
C           E=.511
C           E1=.511
C           CALL RAND(C)
C           C1=1.-2.*C
C           CALL SC(S,C)
C           CALL SDA (C1,S,C,WX1,WY1,WZ1)
C           WX=-WX1
C           WY=-WY1
C           WZ=-WZ1
C           X1=X
C           Y1=Y
C           Z1=Z
C           NZ1=NZ
C           NZI1=NZI
C           NZD1=NZD
C           Q1=Q
C           A1=A
C           B1=B
C           RETURN
C           END
C
C           RAND
C           ДАТЧИК СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ РАВНОМЕРНО РАСПР. В ИНТЕРВАЛЕ ( 0 , 1 )
C
C           SUBROUTINE RAND(A)
C           ВЫХОДНОЙ ПАРАМЕТР А - СЛУЧАЙНОЕ ЧИСЛО
C
C           DATA I/55690271/
C           I=I*1220703125
C           IF(I.LE.0) I=I+2147483647+1
C           A=I*.4656613E-9
C           RETURN
C           END
C
C           RPR
C           РОЗЫГРЫШ ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА МЕЖДУ КАТАСТР. ВЗАИМОД.
C           И ИХ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ В КОНЦЕ ЭТОГО ПРОБЕГА
C
C           SUBROUTINE RPR (S,NB)
C           ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NB - НОМЕР ВЕЩ-ВА,
C           ВЫХОДНОЙ ПАРАМЕТР S - ПРОБЕГ ЭЛ-НА (ПОЗИТР.) МЕЖДУ КАТ. ВЗ. ИЛИ
C           ОТ Е ДО EMIN (Г/СМ**2)
C
C           МАХ ЧИСЛО ВЕЩЕСТВ 10
C           COMMON /ARS/F(6400)
C           COMMON /NSTO/NS
C           COMMON /SFC/NP,E
C           COMMON /BCR/R1,R2,EKS,DES

```

```

C
F1=E
ASSIGN 10 TO I
M1=1
M2=100
1 IF (M2.EQ.M1+1) GO TO 4
M=M1+(M2-M1)/2
IF (F1-F(M)) 2,2,3
2 M2=M
GO TO 1
3 M1=M
GO TO 1
4 M=M1
GO TO I, (10,20)
10 C=F(M)
DE=(E-C)/(F(M+1)-C)
IF (NP.GT.1) GO TO 7
C
ЭЛЕКТРОНЫ
K=(3+2*NS+NB)*100
L=(3+4*NS+NB)*100
8 K1=K+M
C1=F(K1)
L1=L+M
C2=F(L1)
C
R1, R2 - СООТВ. ПУТЬ ДО ЕMIN ОТ Е В НАЧ. ПРОБЕГА И ОТ Е В КОНЦЕ
C
T1, T2 - АНАЛОГИЧНО ДЛЯ ОПТИЧ. ПУТИ
R1=C1+DE*(F(K1+1)-C1)
T1=C2+DE*(F(L1+1)-C2)
CALL RAND(G)
T2=T1+ALOG(G)
IF (T2) 5,5,6
5 EKS=F(1)
R2=F(K+1)
GO TO 9
6 M1=L+1
M2=L1+1
F1=T2
ASSIGN 20 TO I
GO TO 1
20 C3=F(M)
DT=(T2-C3)/(F(M+1)-C3)
M3=M-L
C4=F(M3)
EKS=C4+DT*(F(M3+1)-C4)
K2=M3+K
C5=F(K2)
R2=C5+DT*(F(K2+1)-C5)
GO TO 9
C
ПОЗИТРОНЫ
7 K=(3+3*NS+NB)*100
L=(3+5*NS+NB)*100
GO TO 8
9 S=R1-R2
RETURN
END

C
GEOM

```

```

C      ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ БЛОК (ЦИЛИНДР, РАЗБИТЫЙ ПО R И ПО Z НА ОДНОРОДНЫЕ
C      ПО СОСТАВУ КОЛЬЦЕВЫЕ ЗОНЫ )
C
C      SUBROUTINE GEOM (S,AL)
C      ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР S - ПРОБЕГ ЭЛЕКТРОНА ИЛИ КВАНТА (СМ),
C      ВЫХОДНОЙ ПАРАМЕТР AL- РАССТОЯНИЕ ОТ НАЧАЛА ПРОБЕГА В НАПР. ПЕРВОН.
C      ДВИЖ. ЧАСТИЦЫ ДО ТОЧКИ ПЕРЕСЕЧ. ЗОН (ПРИ
C      S.LT.AL AL=-1.),AL- СМ.
C      GEOM ВЫЧИСЛЯЕТ AL И НОМЕР ЗОН NZ1,NZ1=NZ ПРИ S.LT.AL ,ЕСЛИ
C      S.GE.AL NZ1 - НОМЕР ЗОНЫ, ГРАНИЧ. В Т. ПЕРЕСЕЧ. С NZ. ЕСЛИ Т.
C      ПЕРЕСЕЧ. НА ПОВЕРХН. ПОГЛОТ.,ТО: NZ1=-1 Т.ПЕР. НА ЛЕВОМ ТОРЦЕ,
C      NZ1=-2 НА ПРАВОМ,
C      NZ1=-3 НА ЦИЛИНДРИЧ. ПОВЕРХН.
C
C      COMMON /RZ/Z1(20),R1(20),J,I,LZ,LR
C      Z1-КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО Z (СМ),
C      R1-КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО R (СМ),
C      J-НОМЕР ЗОНЫ ПО Z,
C      I-НОМЕР ЗОНЫ ПО R,
C      LZ-ЧИСЛО ЗОН ПО Z,
C      LR-ЧИСЛО ЗОН ПО R
C      COMMON /SFC/NP,E,XM,YM,ZM,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,B1,B2,
*NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X2,Y2,Z2,NZ1,NZI1,NZD1,Q1,B3,B4
C
50 FORMAT (/10X,'ОШИБКА В МОДУЛЕ GEOM')
51 FORMAT (/10X,'ВТОРОЙ ВЫХОД ИЗ GEOM')
52 FORMAT (2X,I5)
53 FORMAT (2X,E14.7)
54 FORMAT (/ (1X,7(E12.5,3X)))
55 FORMAT (/5X,'НЕПРАВИЛЬНЫЙ НОМЕР ЗОНЫ ПО R')
C      НОМЕР ЗОНЫ ПО R
C      I=(NZ-.5)/LZ+1.
C      НОМЕР ЗОНЫ ПО Z
C      J=NZ-(I-1)*LZ
C      IF (I.EQ.1) GO TO 4
C      A=X*X+Y*Y
C      R=R1(I)
C      R2=R*R
C      IF (A.LT.R2) GO TO 26
9  B=X*XM+Y*YM
C      IF (B.GE.0.) GO TO 4
C      C=XM*XM+YM*YM
C      IF (C.LE..0) GO TO 1
C      D=B*B+C*(R2-A)
C      IF (D.LE.0.) GO TO 4
C      AL=-(B+SQRT(D))/C
C      IF (AL.EQ.0.) AL=.0001
C      IF (AL.GT.S) GO TO 1
C      IF (AL.LT.0.) GO TO 12
C      ZS=Z+AL*ZM
C      ASSIGN 30 TO ML
C      GO TO 6
11 WRITE (2,51)
C      WRITE (2,53) S,XS,YS,AS
12 WRITE (2,50)
C      WRITE (2,52) NP,NZ,I,J
C      WRITE (2,53) E, XM, YM, ZM, X, Y, Z
C      WRITE (2,53) B, A, C, R, D, AL, RK

```

```

D1=R*R
D2=D1-A
D3=C*D2
D4=B*B
D5=SQRT(D)
WRITE(2,53) D1,D2,D3,D4,D5
K1=LZ+1
WRITE(2,54) (Z1(K),K=1,K1)
K1=LR+1
WRITE(2,54) (R1(K),K=1,K1)
STOP
15 WRITE(2,55)
GO TO 12
26 RK=1.0001
21 IF ((R2-A).GT..02*R2) GO TO 15
RK=1.0001
IF (X*X.GT.Y*Y) GO TO 23
IF (Y.GT.0.) GO TO 22
Y=-SQRT(R2-X*X)*RK
GO TO 25
22 Y=SQRT(R2-X*X)*RK
GO TO 25
23 IF (X.GT.0.) GO TO 24
X=-SQRT(R2-Y*Y)*RK
GO TO 25
24 X=SQRT(R2-Y*Y)*RK
25 A=X*X+Y*Y
GO TO 9
4 XS=X+S*XM
YS=Y+S*YM
AS=XS*XS+YS*YS
R=R1(I+1)
R2=R*R
IF (AS.GE.R2) GO TO 5
1 ZS=Z+S*ZM
ASSIGN 10 TO ML
GO TO 6
5 A=X*X+Y*Y
IF (A.LT.R2) GO TO 2
RK=.9999
GO TO 21
2 B=X*XM+Y*YM
C=XM*XM+YM*YM
IF (C.LE..0) GO TO 1
D=B*B+C*(R2-A)
AL=(-B+SQRT(D))/C
IF (AL.EQ.0.) AL=.0001
IF (AL.GT.S) GO TO 1
IF (AL.LT.0.) GO TO 11
ZS=Z+AL*ZM
ASSIGN 20 TO ML
6 IF (ZS.LT.Z1(J+1)) GO TO 7
AL=(Z1(J+1)-Z)/ZM
IF (AL.LT.1.E-05) AL=1.E-05
NZ1=NZ+1
IF (J.EQ.LZ) NZ1=-2
RETURN
7 IF (ZS.GT.Z1(J)) GO TO ML,(10,20,30)

```





```

*.1, .22, .34, .48, .57, .7, .85, 1., 1.17, 1.3, 1.45, 1.61, 1.77, 1.97, 2.15,
*2.35, 2.57, 2.81, 3.06, 3.33, 3.65, 4., 4.38, 4.85, 5.37, 6., 6.7, 7.07, 7.45,
*7.87, 8.37, 8.9, 9.5, 10.3, 11.3, 13.3, 15.3, -1.27, -1.18, -1.09, -1.03,
*-.97, -.92, -.86, -.81, -.78, -.74, -.69, -.66, -.62, -.57, -.54, -.5, -.46,
*-.41, -.36, -.32, -.27, -.22, -.17, -.11, -.05, .01, .08, .16, .24, .33, .43,
*.54, .66, .81, .98, 1.18, 1.38, 1.5, 1.63, 1.75, 1.91, 2.08, 2.27, 2.53, 2.85,
*3.5, 4.15, -1.49, -1.37, -1.25, -1.15, -1.08, -1., -.95, -.89, -.83, -.78,
*-.72, -.68, -.62, -.57, -.52, -.48, -.42, -.36, -.31, -.25, -.2, -.14, -.08,
*-.01, .06, .13, .21, .29, .37, .45, .55, .66, .79, .9, 1.05, 1.22, 1.42, 1.5,
*1.6, 1.7, 1.82, 1.98, 2.15, 2.4, 2.7, 3.3, 3.9, -1.69, -1.53, -1.37, -1.26,
*-1.16, -1.08, -.99, -.92, -.85, -.79, -.72, -.67, -.6, -.54, -.48, -.43,
*-.36, -.31, -.25, -.19, -.12, -.06, .0, .07, .14, .21, .28, .36, .44, .53,
*.62, .71, .82, .93, 1.07, 1.22, 1.38, 1.45, 1.53, 1.64, 1.75, 1.88, 2.03,
*2.23, 2.5, 2.9, 3.3, -1.94, -1.72, -1.5, -1.32, -1.2, -1.11, -1.02, -.94,
*-.85, -.77, -.7, -.64, -.58, -.52, -.46, -.39, -.33, -.26, -.21, -.14, -.08,
*-.02, .04, .11, .18, .24, .31, .38, .46, .53, .61, .7, .8, .91, 1.03, 1.17, 1.3,
*1.4, 1.48, 1.57, 1.68, 1.8, 1.92, 2.1, 2.32, 2.66, 3./
DATA FAM3/-2.13, -1.85, -1.57, -1.39, -1.24, -1.11, -1.03, -.94, -.85,
*-.77, -.69, -.62, -.55, -.48, -.41, -.34, -.28, -.22, -.15, -.09, -.02, .04,
*.1, .16, .22, .29, .35, .42, .5, .57, .65, .74, .83, .95, 1.07, 1.19, 1.31, 1.37,
*1.44, 1.52, 1.62, 1.72, 1.84, 2., 2.2, 2.5, 2.8, -2.3, -1.97, -1.64, -1.44,
*-1.28, -1.15, -1.04, -.94, -.84, -.76, -.68, -.6, -.52, -.46, -.39, -.32,
*-.26, -.19, -.13, -.06, .0, .06, .13, .19, .26, .32, .39, .46, .52, .6, .68,
*.76, .84, .94, 1.04, 1.15, 1.28, 1.34, 1.4, 1.47, 1.55, 1.64, 1.75, 1.88,
*2.05, 2.3, 2.55/

```

C

```

RM1=RM
IF(RM1.LT.1.E-10) RM1=1.E-10
RLM=ALOG(RM1)
RLM1=RLM
IF(RM1.GT.10.) RLM=2.29
IF(RM1.LT..001) RLM=-6.90
I=1
1 IF(RLM.LT.ALM(I+1)) GO TO 2
I=I+1
GO TO 1
2 DLM=(RLM-ALM(I))/(ALM(I+1)-ALM(I))
CALL RAND(A)
IF(A-.9) 3,3,4
3 J=40.*A+1.
GO TO 5
4 J=37.+100.*(A-.9)
5 DA=(A-AA(J))/(AA(J+1)-AA(J))
K=47*(I-1)+J
RL1=FAM(K)+DA*(FAM(K+1)-FAM(K))
K=K+47
RL2=FAM(K)+DA*(FAM(K+1)-FAM(K))
RL1=RL1+DLM*(RL2-RL1)
IF(RM1-.1) 6,6,7
6 RL=RM1*(RL1+RLM1)
GO TO 8
7 RL=RL1*SQRT(RM1)
8 RETURN
END

```

C

GOSA

C

РОЗЫГРЫШ СОС УГЛА РАСС. ЧАСТИЦЫ ЭНЕРГИИ E НА ОТП. S=SM ИЗ

C

РАСПРЕД. ГОУДСМИТА--САУНДЕРСОНА





```

1 CALL RAND(A)
  CALL RAND(B)
  D=2*B-1.
  E1=D*D
  E2=A*A
  E=E1+E2
  IF (E.GE.1.) GO TO 1
  C=(E1-E2)/E
  S=2.*A*D/E
  RETURN
  END

C          SDA
C          ПЕРЕСЧЕТ НАПР. ДВИЖ. ЧАСТИЦЫ ПОСЛЕ РАССЕЙНИЯ В ЛАБОРАТ. СИСТ. КООР
C
C          SUBROUTINE SDA (C1,S,C,XS,YS,ZS)
C          ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: C1- КОСИНУС ПОЛЯРНОГО УГЛА РАССЕЙНИЯ,
C          S,C- СООТВ. SIN И COS АЗИМУТ. УГЛА РАСС.,
C          ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ:XS,YS,ZS -ДЕКАРТОВЫ КОМПОНЕНТЫ ЕДИНИЧНОГО ВЕКТ.
C          НАПР. ДВИЖ. ЧАСТИЦЫ ПОСЛЕ РАССЕЙНИЯ
C          В ЛАБ. СИСТ. КООРД. (ТО ЖЕ ДО РАСС. -
C          В ОБЩ. БЛОКЕ SFC ).
C
C          COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ
C
C          ST=1.-C1*C1
C          IF (ABS(WZ).LT..999999) GO TO 1
2 ST=SQRT(ST)
  XS=ST*C
  YS=ST*S
  ZS=WZ*C1
  RETURN
1 BB=(1.-WZ*WZ)
  IF (BB.LT.1.E-07) GO TO 2
  AB=SQRT(ST/BB)
  AA=WZ*C
  XS=WX*C1-AB*(WX*AA+WY*S)
  YS=WY*C1-AB*(WY*AA-WX*S)
  ZS=WZ*C1+AB*BB*C
  RETURN
  END

C          RTE$
C          ВЫЧИСЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ КООРДИНАТ ЭЛЕКТРОНА И ПОЗИТРОНА В КОНЦЕ ОТРЕЗКА
C
C          SUBROUTINE RTE$ (S,SM,N1)
C          ВСЕ ПАРАМЕТРЫ ВХОДНЫЕ: S - ДЛИНА ОТРЕЗКА ПУТИ (Г/СМ**2),
C          SM- МАХ ЗНАЧ. ОТРЕЗКА, КОТ. ОБРАБАТЫВ.,
C          N1- НОМЕР ВЕЩ-ВА.
C
C          COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)
C          COMMON /BCR/R1,R2,EKS,DES
C          COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZD,Q,A,B,
C          *NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X1,Y1,Z1,NZ1,NZI1,NZD1,Q1,A1,B1
C          COMMON /ARS/EE1
C          COMMON /BC/EB,EBR,EAA,EBB,CS,CB,EEL,EGL,EMIGS,EMAGS
C          COMMON /NSTO/NS
C

```

```

C      НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ
      CALL SC (SI,C)
      CALL SDA (CS,SI,C,WX1,WY1,WZ1)
      IF (E.LT.EMIGS.OR.E.GT.EMAGS) GO TO 3
      NR=4+2*NS+N1
      NC=4+12*NS+N1
C      G1 - (1-COS(T))СРЕДН. НА ОТРЕЗКЕ S
      G1=QUIP(NR,NC,R1)-QUIP(NR,NC,R2)
      UN=(1.-CS)/G1
C      ПРОДОЛЬНОЕ СМЕЩЕНИЕ (DZ)
      CALL ZDISP (UN,GZ)
      GZ=GZ*G1
C      ОПРЕДЕЛЕНИЕ БОКОВЫХ СМЕЩЕНИЙ (DX,DY)
      T=SQRT(1.-CS*CS)
      CALL RAND(F)
      DS=SQRT(-.6667*G1*ALOG(F))
      CALL SC (S1,C1)
      DX=.5*S*(C1*DS+T*C)
      DY=.5*S*(S1*DS+T*SI)
C      ПОПРАВКИ К DZ,DX,DY
      FZ=1.
      FR=1.
      IF (E.LT.EMIGS.OR.E.GT.EMAGS) GO TO 1
      RE=ALOG(E/EMIGS)
      CALL IXZR (N1,RE,S,SM,FZ,FR)
1     DX=FR*DX
      DY=FR*DY
      DZ=FZ*S*(1.-GZ)
      DR=SQRT(DX*DX+DY*DY)
      IF (DR.GT.0.) GO TO 2
3     SB=S/RO(N1)
      X1=X+SB*WX
      Y1=Y+SB*WY
      Z1=Z+SB*WZ
      RETURN
2     CF=DX/DR
      SF=DY/DR
      SB=SQRT(DR*DR+DZ*DZ)
      IF (SB.EQ.0.) GO TO 3
      CSB=DZ/SB
      SB=SB/RO(N1)
      CALL SDA (CSB,CF,SF,XS,YS,ZS)
C      КООРДИНАТЫ КОНЦА ОТРЕЗКА
      X1=X+XS*SB
      Y1=Y+YS*SB
      Z1=Z+ZS*SB
      RETURN
      END

C              ZDISP
C      МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОГО СМЕЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА НА ОТРЕЗКЕ
C
C      SUBROUTINE ZDISP (RM,RL)
C      ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР RM - (1-COS(T))/(1-COS(T))СРЕДН.,ГДЕ T - УГОЛ
C      ОТКЛОНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА НА ОТРЕЗКЕ,
C      ВЫХОДНОЙ ПАРАМЕТР RL- (S - Z)/(S*(1-COS(T))СРЕДН.),ГДЕ S -ДЛИНА
C      ОТРЕЗКА, Z -ПРОДОЛЬНОЕ СМЕЩ. (Г/СМ*2)
C

```



C

```
I=15.*RL/RLE(16)+1.
IF (I.LT.1) I=1
IF (I.GT.15) I=15
RLE1=RLE(I)
DE=(RL-RLE1)/(RLE(I+1)-RLE1)
IF (ABS(SM-S).GT..01*SM) GO TO 1
XZ1=XZ(3,I,NCB)
XR1=XR(3,I,NCB)
AZ=XZ1+(XZ(3,I+1,NCB)-XZ1)*DE
AR=XR1+(XR(3,I+1,NCB)-XR1)*DE
GO TO 2
1 SM1=.5*SM
J=1
IF (S.GT.SM1) J=2
DS=(S-SM1*(J-1))/SM1
Z1=XZ(J,I,NCB)
Z2=XZ(J,I+1,NCB)
XZ1=Z1+DS*(XZ(J+1,I,NCB)-Z1)
XZ2=Z2+DS*(XZ(J+1,I+1,NCB)-Z2)
AZ=XZ1+DE*(XZ2-XZ1)
R1=XR(J,I,NCB)
R2=XR(J,I+1,NCB)
XR1=R1+DS*(XR(J+1,I,NCB)-R1)
XR2=R2+DS*(XR(J+1,I+1,NCB)-R2)
AR=XR1+DE*(XR2-XR1)
2 RETURN
END
```

C

DPR51

C ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГР. ХАР-К ПО ПЕРЕСЕЧЕНИЯМ И ПОГЛ. ЭНЕРГИИ  
C ВО ВСЕМ ПОГЛОТИТЕЛЕ ПО Z И ДЛЯ НЕСК. R.  
C ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ, КВАНТОВ  
C И ПОГЛОЩ. ЭНЕРГИИ В 1 ИЛИ НЕСКОЛЬКИХ (МАХ 8) ЗОНАХ ПО Z (РАД. РАСП  
C УСРЕДНЯЮТСЯ ПО ВСЕЙ ЗОНЕ)  
C

C

SUBROUTINE DPR51 (NDE)

C ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NDE - ПРИЗНАК (0- E.LT.E ГР., 1-E.GT.E ГР.)

C ПРИ ПЕРВОМ ОБРАЩ. К МОДУЛЮ ВВОДЯТСЯ ДАННЫЕ, НЕОБХ. ДЛЯ

C ГЕОМЕТРИИ И ВЫЧ. ФУНК-ОВ И ЧИСТЯТСЯ МАССИВЫ

C

COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)

COMMON /SFC/NP,E,WX,WY,WZ,X,Y,Z,NZ,NZI,NZR,Q,AA,B,

\*NP1,E1,WX1,WY1,WZ1,X2,Y2,Z2,NZ1,NZI1,NZR1,Q1,AA1,B1

COMMON /REZ/TNE(80,13,5),EZON(150)

COMMON /REZ1/TNE1(80,13,5),TNE2(80,13,2),EZ1(150),EZ2(150)

COMMON /K1/KCB,NBZ(150)

COMMON /RZ/Z1(20),R1(20),J,I,LZ,LR

COMMON /XYP/XR,YR,XR1,YR1,S,DE,NN

COMMON /FEZ/ZRI(80),NZRI,RI(5),NRI,NPZ(20),NNPZ

COMMON /RFF/NFR,FR(51),FRE(50,8),FRG(50,8),FRDE(50,8),FRDEN(50,8)

COMMON /RFF1/FRE1(50,8),FRE2(50,8),FRG1(50,8),FRG2(50,8),

\*FRDE1(50,8),FRDE2(50,8),FRDEN1(50,8),FRDEN2(50,8)

DIMENSION RO1(50)

EQUIVALENCE (RO1(1),TNE(1))

DATA M/0/

C

C TNE(I,1,K) - ЧИСЛО ЭЛ. ПЕРЕС. ГРАНИЦУ ВПЕРЕД,



```

C     TNE (I,2,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C     TNE (I,3,K) - СР. R**2 НА 1 ЭЛ. ВПЕРЕД (CM2),
C     TNE (I,4,K) - ЧИСЛО ЭЛ. ПЕРЕС. ГРАНИЦУ НАЗАД,
C     TNE (I,5,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ)
C     TNE (I,6,K) - СР. R**2 НА 1 ЭЛ. НАЗАД (CM2),
C     TNE (I,7,K) - ЧИСЛО КВ. ПЕРЕС. ГР. ВПЕРЕД,
C     TNE (I,8,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C     TNE (I,9,K) - СР. R**2 НА 1 КВ. ВПЕРЕД (CM2),
C     TNE (I,10,K) - ЧИСЛО КВ. ПЕРЕС. ГР. НАЗАД,
C     TNE (I,11,K) - ИХ ЭНЕРГИЯ (МЭВ),
C     TNE (I,12,K) - СР. R**2 НА 1 КВ. НАЗАД (CM2),
C     TNE (I,13,K) - РАСПР. ПОГЛ. ЭНЕРГИИ ПО Z (МЭВ/CM)
C     FRE - РАД. РАСПР. ПОТОКА ЭЛ-В,
C     FRG - РАД. РАСПР. ПОТОКА КВАНТОВ,
C     FRDE - РАД. РАСПР. ВСЕЙ ПОГЛОЩ. ЭНЕРГИИ
C     FRDEN- РАД. РАСПР. ПОГЛ. ЭНЕРГИИ ОТ ЭЛ-В, ЛЕТЯЩИХ НАЗАД
C
1     FORMAT (8E10.4)
2     FORMAT (16I5)
7     FORMAT (/(2X,8E14.5))
9     FORMAT (/5X,'ЧИСЛО СЛОЕВ ПО ТОЛЩИНЕ LZ = ',I3,'ЧИСЛО КОЛЕЦ ПО РАДИ
*УСУ LR = ',I3)
10    FORMAT (/5X,'КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО Z (CM)')
11    FORMAT (/5X,'КООРД. ГРАНИЦ ЗОН ПО R (CM)')
12    FORMAT (/5X,'НОМЕР ВЕЩ-ВА В ЗОНЕ , ЕГО ПЛОТНОСТЬ (Г/CM**3)')
13    FORMAT (/(2X,10I11))
19    FORMAT (2I5)
60    FORMAT (I5)
61    FORMAT (8E10.3)
62    FORMAT (/5X,'КООРДИНАТЫ ГРАНИЦ ПО Z (CM)')
63    FORMAT (/5X,'ЧИСЛО ГРАНИЦ ПО Z, NZRI=',I5,5X,'ЧИСЛО ГРАНИЦ ПО R, N
*RI=',I5)
64    FORMAT (/5X,'КООРДИНАТЫ ГРАНИЦ ПО R (CM)')
65    FORMAT (/(2X,8(E12.5,2X)))
66    FORMAT (/5X,'ЧИСЛО ИНТЕРВАЛОВ В РАД. РАСПР. NFR= ',I5/5X,'ЧИСЛО ЗО
*Н ПО Z , ГДЕ СЧИТАЕТСЯ РАД. РАСПР. NNRZ= ',I5)
67    FORMAT (/5X,'ЗНАЧЕНИЯ ГРАНИЦ В РАД. РАСПР. (CM)')
68    FORMAT (/5X,'НОМЕР РАД. РАСПР. ДЛЯ ДАННОЙ ЗОНЫ')
C
      IF (M.GT.0) GO TO 70
      M=M+1
C     ВВОД ДАННЫХ ДЛЯ ГЕОМЕТРИИ
      READ (1,19) LZ,LR
      WRITE (2,9) LZ,LR
      PRINT 9,LZ,LR
      K=LZ+1
      READ (1,1) (Z1(I),I=1,K)
      WRITE (2,10)
      PRINT 10
      WRITE (2,7) (Z1(I),I=1,K)
      PRINT 7,(Z1(I),I=1,K)
      K=LR+1
      READ (1,1) (R1(I),I=1,K)
      WRITE (2,11)
      PRINT 11
      WRITE (2,7) (R1(I),I=1,K)
      PRINT 7,(R1(I),I=1,K)
      LT=LZ*LR

```

```

      READ (1,2) (NBZ(I), I=1,LT)
      DO 44 I=1,LT
      I1=NBZ(I)
44    RO1(I)=RO(I1)
      WRITE(2,12)
      PRINT 12
      WRITE(2,13) (NBZ(I), I=1,LT)
      PRINT 13, (NBZ(I), I=1,LT)
      WRITE(2,7) (RO1(I), I=1,LT)
      PRINT 7, (RO1(I), I=1,LT)
C     ДАННЫЕ ДЛЯ ВЫЧИСЛ. ФУНКЦИОНАЛОВ
      READ (1,19) NZRI, NRI
      WRITE(2,63) NZRI, NRI
      PRINT 63, NZRI, NRI
      READ (1,61) (ZRI(I), I=1, NZRI)
      WRITE(2,62)
      PRINT 62
      WRITE(2,65) (ZRI(I), I=1, NZRI)
      PRINT 65, (ZRI(I), I=1, NZRI)
      READ (1,61) (RI(I), I=1, NRI)
      WRITE(2,64)
      PRINT 64
      WRITE(2,65) (RI(I), I=1, NRI)
      PRINT 65, (RI(I), I=1, NRI)
      READ (1,19) NFR, NNPZ
      K=NFR+1
      READ (1,61) (FR(I), I=1, K)
      READ (1,2) (NPZ(I), I=1, LZ)
      WRITE(2,66) NFR, NNPZ
      PRINT 66, NFR, NNPZ
      WRITE(2,65) (FR(I), I=1, K)
      PRINT 65, (FR(I), I=1, K)
      WRITE(2,68)
      PRINT 68
      WRITE (2,13) (NPZ(I), I=1, LZ)
      PRINT 13, (NPZ(I), I=1, LZ)
C     ЧИСТКА МАССИВОВ
      DO 71 K=1,5
      DO 71 J=1,13
      DO 71 I=1,80
      TNE(I,J,K)=0.
      TNE1(I,J,K)=0.
      IF (K.GT.2) GO TO 71
      TNE2(I,J,K)=0.
71    CONTINUE
      DO 72 I=1,150
      EZON(I)=0.
      EZ1(I)=0.
72    EZ2(I)=0.
      DO 73 J=1,8
      DO 73 I=1,50
      FRE(I,J)=0.
      FRG(I,J)=0.
      FRDE(I,J)=0.
      FRDEN(I,J)=0.
      FRE1(I,J)=0.
      FRE2(I,J)=0.
      FRG1(I,J)=0.

```

```

FRG2 (I, J)=0.
FRDE1 (I, J)=0.
FRDE2 (I, J)=0.
FRDEN1 (I, J)=0.
73 FRDEN2 (I, J)=0.
RETURN
C НАЧАЛО ВЫЧИСЛЕНИЙ
70 AE=E*Q
NN=NPZ (NZ)
IF (NDE.EQ.0) GO TO 51
DEB=0.
E21=E-E1
EZON (NZ)=EZON (NZ)+E21*Q
DZ=Z-Z2
IF (DZ) 41,42,43
C ЧАСТИЦА ЛЕТИТ ВПЕРЕД.
41 IF (NZI.GE.NZRI) GO TO 42
I=NZI+1
ZP=ZRI (I)
DZ1=Z-ZP
IF (DZ1*(Z2-ZP).GT.0.) GO TO 50
C ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ВПЕРЕД
S1=DZ1/DZ
XP=X+S1*(X2-X)
YP=Y+S1*(Y2-Y)
RP=SQRT (XP*XP+YP*YP)
K=1
IF (NRI.EQ.1) GO TO 21
20 IF (RP.LE.RI (K)) GO TO 21
K=K+1
IF (K.EQ.NRI) GO TO 21
GO TO 20
21 AR=RP*RP*Q
IF (NP.GT.0) GO TO 4
C КВАНТЫ
A=E*Q
DO 22 J=K,NRI
TNE (I, 7, J)=TNE (I, 7, J)+Q
TNE (I, 8, J)=TNE (I, 8, J)+A
22 TNE (I, 9, J)=TNE (I, 9, J)+AR
NZI=NZI+1
GO TO 41
C ЭЛЕКТРОНЫ, ПОЗИТРОНЫ
4 EP=E-E21*S1
A=EP*Q
DEP=E-EP-DEB
AE=DEP*Q
DO 24 J=K,NRI
TNE (I, 1, J)=TNE (I, 1, J)+Q
TNE (I, 2, J)=TNE (I, 2, J)+A
TNE (I, 3, J)=TNE (I, 3, J)+AR
IF (NZI.EQ.0) GO TO 24
TNE (NZI, 13, J)=TNE (NZI, 13, J)+AE
24 CONTINUE
DEB=DEB+DEP
NZI=NZI+1
GO TO 41
C ЧАСТИЦА ЛЕТИТ НАЗАД

```

```

43 IF (NZI.EQ.0) GO TO 42
   I=NZI
   ZP=ZRI(I)
   DZ1=Z-ZP
   IF (DZ1*(Z2-ZP).GT.0.) GO TO 50
C   ПЕРЕСЕЧЕНИЕ НАЗАД
   S1=DZ1/DZ
   XP=X+S1*(X2-X)
   YP=Y+S1*(Y2-Y)
   RP=SQRT(XP*XP+YP*YP)
   K=1
   IF (NRI.EQ.1) GO TO 26
25 IF (RP.LE.RI(K)) GO TO 26
   K=K+1
   IF (K.EQ.NRI) GO TO 26
   GO TO 25
26 AR=RP*RP*Q
   IF (NP.GT.0) GO TO 29
C   КВАНТЫ
   A=E*Q
   DO 27 J=K,NRI
   TNE(I,10,J)=TNE(I,10,J)+Q
   TNE(I,11,J)=TNE(I,11,J)+A
27 TNE(I,12,J)=TNE(I,12,J)+AR
   NZI=NZI-1
   GO TO 43
C   ЭЛЕКТРОНЫ, ПОЗИТРОНЫ
29 EP=E-E21*S1
   A=EP*Q
   DEP=E-EP-DEB
   AE=DEP*Q
   DO 30 J=K,NRI
   TNE(I,4,J)=TNE(I,4,J)+Q
   TNE(I,5,J)=TNE(I,5,J)+A
   TNE(I,6,J)=TNE(I,6,J)+AR
30 TNE(I,13,J)=TNE(I,13,J)+AE
   DEB=DEB+DEP
   NZI=NZI-1
   GO TO 43
51 EZON(NZ)=EZON(NZ)+AE
   RR=SQRT(X*X+Y*Y)
54 K=1
   IF (NRI.EQ.1) GO TO 52
53 IF (RR.LE.RI(K)) GO TO 52
   K=K+1
   IF (K.EQ.NRI) GO TO 52
   GO TO 53
50 AE=(E21-DEB)*Q
   RR=SQRT(X2*X2+Y2*Y2)
   GO TO 54
52 DO 28 J=K,NRI
28 TNE(NZI,13,J)=TNE(NZI,13,J)+AE
   IF (NN.LT.1) RETURN
   IF (NDE.GT.0) GO TO 40
   K=1
55 IF (RR.LE.FR(K+1)) GO TO 56
   K=K+1
   GO TO 55

```

```

56 FRDE (K, NN) =FRDE (K, NN) +AE
   RETURN
42 IF (NN.LT.1) RETURN
40 XR=X
   YR=Y
   XR1=X2
   YR1=Y2
   DE=E21*Q
   CALL RAD51 (1)
   RETURN
   END

C           STE
C   МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА
C
C   SUBROUTINE STE (NCB)
C   ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NCB - НОМЕР ВЕЩ-ВА
C
C   COMMON /NSTO/NS
C   COMMON /PM/P1 (3, 50) , P2 (4, 50) , KPB (15) , RO (15) , P3 (15, 4)
C   COMMON /SFC/NP, E, WX, WY, WZ, X, Y, Z, NZ, NZI, NZD, Q, A, B,
*NP1, E1, WX1, WY1, WZ1, X1, Y1, Z1, NZ1, NZI1, NZD1, Q1, A1, B1
C   COMMON /SGE/ST, SG (4) , SR, SIE, SIP, SA, SX
C   COMMON /BC/EB, EBR
C
C   SR=QUIP (1, 4+6*NS+NCB, E)
C   SIE=QUIP (1, 3, E) *P3 (NCB, 1)
C   ST=SR+SIE
C   CALL RAND (F)
C   IF (SR/ST.GT.F) GO TO 1
C   ИОНИЗАЦИОННОЕ СТОЛКН. (D-ЭЛ-Н В X, ПЕРВ. ЭЛ-Н В X1)
C   CALL MION (E, ED, CE, CQ)
C   E1=E-ED
C   E=ED
C   NP=1
C   NP1=1
C   CALL SC (S, C)
C   CALL SDA (CE, S, C, WX1, WY1, WZ1)
C   CALL SDA (CQ, -S, -C, XS, YS, ZS)
C   WX=XS
C   WY=YS
C   WZ=ZS
C   GO TO 2
C   РАДИАЦИОННОЕ СТОЛКН. (ЭЛ-Н В X, КВАНТ В X1)
1  NP=1
   NP1=0
   CALL MRD (E, E1, CG, NCB)
   E=E-E1
   CALL SC (S, C)
   CALL SDA (CG, S, C, WX1, WY1, WZ1)
2  X1=X
   Y1=Y
   Z1=Z
   NZ1=NZ
   Q1=Q
   A1=A
   B1=B
   NZI1=NZI

```

```

NZD1=NZD
RETURN
END

C           STP
C   МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКН. ПОЗИТРОНА
C
C   SUBROUTINE STP (NCB)
C   ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NCB - НОМЕР ВЕЩ-ВА
C
C   COMMON /NSTO/NS
C   COMMON /PM/P1 (3, 50), P2 (4, 50), KPB (15), RO (15), P3 (15, 4)
C   COMMON /SFC/NP, E, WX, WY, WZ, X, Y, Z, NZ, NZI, NZD, Q, A, B,
*NP1, E1, WX1, WY1, WZ1, X1, Y1, Z1, NZ1, NZI1, NZD1, Q1, A1, B1
C   COMMON /SGE/ST, SG (4), SR, SIE, SIP, SA, SX
C   COMMON /BC/EB, EBR
C
C   SR=QUIP (1, 4+6*NS+NCB, E)
C   SIP=QUIP (1, 4, E) *P3 (NCB, 1)
C   SA=QUIP (1, 2, E) *P3 (NCB, 1)
C   ST=SR+SIP+SA
C   CALL RAND (F)
C   IF (SIP/ST.LT.F) GO TO 1
C   ИОНИЗАЦИОННОЕ СТОЛКН. (ЭЛ-Н В X, ПОЗИТР. В X1)
C   CALL ВНАВНА (E, EE, CE, CP)
C   E1=E-EE
C   E=EE
C   NP=1
C   NP1=2
C   CALL SC (S, C)
C   CALL SDA (CP, S, C, WX1, WY1, WZ1)
C   CALL SDA (CE, -S, -C, XS, YS, ZS)
C   GO TO 3
1 IF ((SIP+SR)/ST.LT.F) GO TO 2
C   РАДИАЦИОННОЕ СТОЛКН. (ПОЗИТР. В X, КВАНТ В X1)
C   CALL MRD (E, E1, CG, NCB)
C   E=E-E1
C   NP=2
C   NP1=0
C   CALL SC (S, C)
C   CALL SDA (CG, S, C, WX1, WY1, WZ1)
C   GO TO 4
C   АННИГИЛЯЦИЯ (КВАНТ С МЕНЬШ. Е В X, С БОЛЬШ. Е В X1)
2 NP=0
C   NP1=0
C   E0=E
C   CALL ANNIH (E0, E, E1, C1, C2)
C   CALL SC (S, C)
C   CALL SDA (C2, S, C, WX1, WY1, WZ1)
C   CALL SDA (C1, -S, -C, XS, YS, ZS)
3 WX=XS
C   WY=YS
C   WZ=ZS
4 X1=X
C   Y1=Y
C   Z1=Z
C   NZ1=NZ
C   Q1=Q

```

```

A1=A
B1=B
NZI1=NZI
NZD1=NZD
RETURN
END

```

```

C           SBG
C   ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАММА-КВАНТА.
C
C   SUBROUTINE SBG (E,NB)
C   ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: E-ЭНЕРГИЯ КВАНТА (МЭВ),
C                       NB-НОМЕР ВЕЩЕСТВА.
C
C   РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ПОМЕЩАЮТСЯ В ОБЩИЙ БЛОК /SGE/
C   ST - ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ,
C   SPA- СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР,
C   SF - СЕЧЕНИЕ ФОТОЭФФЕКТА,
C   SK - СЕЧЕНИЕ ЭФФЕКТА КОМПТОНА.
C
C   COMMON /PM/P1 (3, 50) , P2 (4, 50) , KPB (15) , RO (15) , P3 (15, 4)
C   COMMON /SGE/ST, SPA, SF, SK
C   COMMON /SG/EGKP (50) , EGFM (99, 15) , EGFB (20) , EGKM (19) , SP (44, 15) ,
*SFM (99, 15) , SFB (20, 15) , SCM (50) , SCMM (19, 15)

```

```

C
C   NB1=NB-1
C   IF (E.GE..2) GO TO 1
C   SPA=0.
C   K=1
10  IF (E.LT.EGFM(K+1,NB)) GO TO 11
C   K=K+1
C   GO TO 10
11  C=SFM(K,NB)
C   C1=EGFM(K,NB)
C   SF=C+(SFM(K+1,NB)-C)*(E-C1)/(EGFM(K+1,NB)-C1)
C   N2=2496+19*NB1
C   SK=ALING(E,1556,N2,19)
C   GO TO 4
1   SK=ALING(E,1,2446,50)*P3(NB,1)
C   IF (E.GT.1.) GO TO 2
C   SPA=0.
3   N2=2146+20*NB1
C   SF=ALING(E,1536,N2,20)
C   GO TO 4
2   N2=1+44*NB1
C   SPA=ALING(E,7,N2,44)
C   IF (E.LT.50.) GO TO 3
C   SF=0.
4   ST=SPA+SF+SK
C   RETURN
C   END

```

```

C           STG
C   МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ КВАНТА
C
C   SUBROUTINE STG (NCB)
C   ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NCB- НОМЕР ВЕЩ-ВА
C   ЭНЕРГИЯ ПЕРВИЧНОГО КВАНТА (МЭВ) В /SFC/, (E)

```

```

C      COMMON /SFC/NP, E, WX, WY, WZ, X, Y, Z, NZ, NZI, NZD, Q, A0, B0,
*NP1, E1, WX1, WY1, WZ1, X1, Y1, Z1, NZ1, NZI1, NZD1, Q1, A1, B1
      COMMON /SGE/ST, SPA, SF, SK, SFN

C      CALL RAND(A)
      IF (SK/ST.LT.A) GO TO 1
C      ЭФФЕКТ КОМПТОНА (ЭЛЕКТ. В X, КВАНТ В X1)
      CALL COMP (E, E1, CSQ, CSE)
      E=E-E1
      NP=1
      NP1=0
      CALL SC (S, C)
      CALL SDA (CSQ, S, C, WX1, WY1, WZ1)
      CALL SDA (CSE, -S, -C, XS, YS, ZS)
      GO TO 3
1     IF ((SK+SF)/ST.LT.A) GO TO 2
C      ФОТОЭФФЕКТ (ЭЛЕКТ. В X1, КВАНТ В X)
      CALL PFE (E, E1, EG, CS, NCB)
      E=EG
      NP=0
      NP1=1
      CALL SC (S, C)
      CALL SDA (CS, S, C, WX1, WY1, WZ1)
      IF (E.EQ.0.) GO TO 4
      CALL RAND(B)
      C1=1.-2.*B
      CALL SC (S, C)
      CALL SDA (C1, S, C, XS, YS, ZS)
      GO TO 3
C      ОБРАЗОВАНИЕ ПАР (ЭЛЕКТ. В X, ПОЗИТР. В X1)
2     CALL MPR (E, EE, CE, CP, NCB)
      E1=E-1.022-EE
      E=EE
      NP=1
      NP1=2
      CALL SC (S, C)
      CALL SDA (CP, S, C, WX1, WY1, WZ1)
      CALL SDA (CE, -S, -C, XS, YS, ZS)
3     WX=XS
      WY=YS
      WZ=ZS
4     X1=X
      Y1=Y
      Z1=Z
      NZ1=NZ
      Q1=Q
      A1=A0
      B1=B0
      NZI1=NZI
      NZD1=NZD
      RETURN
      END

C      COMP
C      МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ
C      SUBROUTINE COMP (E, EQ, CSQ, CSE)

```



С ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР: E-ЭНЕРГИЯ КВАНТА ДО РАССЕЯНИЯ (МЭВ).  
 С ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: EQ-ЭНЕРГИЯ КВАНТА ПОСЛЕ РАССЕЯНИЯ (МЭВ),  
 С CSQ-КОСИНУС УГЛА ВЫЛЕТА КВАНТА ПОСЛЕ РАССЕЯНИЯ  
 С ОТНОСИТ. НАПРАВЛ. КВАНТА ДО РАССЕЯНИЯ,  
 С CSE-КОСИНУС УГЛА ВЫЛЕТА ЭЛЕКТРОНА.  
 С

```

AL=.511/E
G=2./AL
1 CALL RAND(A)
  CALL RAND(A1)
  IF(A.GT.(1.+G)/(9.+G)) GO TO 2
  R=1.+G*A1
  CALL RAND(A)
  IF(A.GT.4.*(1./R-1./R**2)) GO TO 1
  GO TO 3
2 R=(1.+G)/(1.+G*A1)
  CALL RAND(A)
  IF(A.GT..5*(1./R+(1.+AL-AL*R)**2)) GO TO 1
3 EQ=E/R
  CSQ=1.-AL*(R-1.)
  A=SQRT(1.+R*(R-CSQ-CSQ))
  CSE=0.
  IF (A.NE.0.) CSE=(R-CSQ)/A
  RETURN
END
  
```

С PFE  
 С МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ КВАНТА  
 С

С SUBROUTINE PFE (E,EE,EG,CS,NCB)  
 С ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: E-ЭНЕРГИЯ ПЕРВИЧНОГО КВАНТА (МЭВ),  
 С NCB-НОМЕР ВЕЩЕСТВА.  
 С ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: EE-ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНА (МЭВ),  
 С EG-ЭНЕРГИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО КВАНТА (МЭВ).  
 С CS-КОСИНУС УГЛА ВЫЛЕТА ФОТОЭЛЕКТРОНА ОТНОСИТ.  
 С НАПР. КВАНТА ДО РАСС.  
 С

```

DIMENSION ZF(41),EK(41),EL3(41),EKAL(41),EKВ(41),EL(41),PKAL(41),
*PKВ(41),PF(20)
С МАССИВЫ: ZF-ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР ЭЛ-ТА (ZF.GT.10),ДЛЯ КОТОРОГО ИМЕЮТСЯ
С EL3-ЭНЕРГИИ L3-УРОВНЕЙ,
С EKAL-СРЕДНЯЯ ПО АЛЬФА ПЕРЕХОДАМ ЭНЕРГИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧ.
С КВАНТА С К ОБОЛОЧКИ,
С EKВ-СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ПО БЕТА-ПЕРЕХОДАМ,
С EL-СРЕДНЯЯ ПО ВСЕМ ПЕРЕХОДАМ ЭНЕРГИЯ ХАРАКТ. КВАНТА L ОБ.
С PKAL-ОТНОСИТ. ИНТЕНСИВНОСТЬ АЛЬФА ПЕРЕХОДОВ,
С PKВ-ОТНОСИТ. ИНТЕНСИВН. БЕТА-ПЕРЕХОДОВ.
COMMON /PM/P1(3,50),P2(4,50),KPB(15)
COMMON /SGE/ST,SPA,SFO
  
```

С DATA ZF/11.,13.,14.,18.,22.,26.,29.,50.,53.,74.,79.,82.,92.,94.,  
 \*12.,16.,19.,20.,17.,36.,54.,73.,15.,23.,24.,25.,27.,28.,30.,32.,  
 \*33.,34.,35.,42.,47.,48.,51.,55.,78.,83.,39./,  
 \*EK/.001073,.00156,.001839,.003203,.004966,.007112,.008981,.0292,  
 \*.03317,.069525,.080725,.088004,.115606,.121797,.001305,.002472,  
 \*.003607,.004037,.002824,.014323,.034561,.067416,  
 \*.002144,.005465,.005989,.006539,.00709,.008332,.009659,.011104,  
 \*.011867,.012658,.013478,.02,.025514,.026711,.030491,.035985,

```

*.078395,.090526,.017038/,
*EL3/.000032,.000073,.0001,.000245,.000456,.000708,.000933,.003929,
*.004557,.010204,.011919,.013035,.01717,.018063,.00005,.000165,
*.000294,.000346,.000202,.001675,.004782,.00988,
*.00013,.000513,.000575,.000640,.000779,.000854,.00102,.001217,
*.001323,.001434,.001551,.002521,.003351,.003537,.004132,.005012,
*.011564,.01342,.002079/
DATA EKAL/.001041,.001487,.001739,.002957,.004508,.0064,.008041,
*.025192,.02851,.058832,.068133,.074159,.096977,.102102,.001255,
*.002307,.003312,.00369,.002622,.01263,.029667,.057078,
*.002014,.004949,.005411,.005895,.006925,.007472,.008631,.009876,
*.010532,.01121,.011907,.017443,.022103,.023108,.026272,.030851,
*.0662,.076246,.014933/,
*EKB/0.,0.,.001838,.003191,.004931,.007059,.008907,.028573,.032414,
*.067564,.078367,.08537,.111898,.117858,.0,.002468,.003589,.004012,
*.002817,.014126,.033757,.065529,.002142,.005427,.005947,.006492,
*.007649,.008265,.009572,.010983,.01173,.012503,.0133,.019648,
*.025008,.026166,.029821,.035131,.076121,.087796,.016767/,
*EL/6*0.,.000956,.003647,.004206,.009454,.011125,.012217,.016398,
*.017348,5*0.,.001631,.004402,.009142,5*0.,.000879,.001040,
*.001221,.001317,.001416,.001519,.002378,.003136,.003301,
*.003828,.004603,.010776,.012598,.001987/,
*PKAL/150.4,150.5,150.5,150.7,150.9,151.1,151.2,153.4,153.8,157.65,
*158.57,159.7,162.8,163.26,150.5,150.6,2*150.7,150.6,
*151.9,154.1,157.4,150.6,150.9,150.9,151.,151.2,151.2,151.3,
*151.6,151.7,151.7,151.8,152.5,153.2,153.3,153.6,154.2,158.5,160.,
*152.2/
DATA PKB/0.,0.,0.,12.3,17.1,18.1,18.6,31.6,33.3,40.55,42.,43.,
*46.12,46.77,.0,7.03,13.7,16.,9.68,23.4,34.05,40.15,
*7.03,17.3,17.7,17.8,18.3,19.4,20.1,21.7,22.6,23.6,24.5,30.3,
*33.3,33.9,35.5,38.1,46.7,48.4,28.1/
DATA PF/20*0./

```

C

```

20 FORMAT (/4I5,(9F10.3))
21 FORMAT (/8E14.7)
22 FORMAT (/10X,'ОШИБКА ПРИ ВЫБОРЕ ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ФОТОЭФФ В МОД. РФЕ')
23 FORMAT (/10X,'НЕТ ДАННЫХ ДЛЯ ЭЛ-ТА Z=',F6.1,' (МОДУЛЬ РФЕ)')

```

C

C ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧН. НОМЕРА ЭЛЕМЕНТОВ В ВЕЩЕСТВЕ  
K=KPB(NCB)

```

I1=1
IF (NCB.EQ.1) GO TO 2
DO 1 I=2,NCB
1 I1=I1+KPB(I-1)
2 I2=I1+K-1
IF (K.GT.1) GO TO 8
J=I1

```

C

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОПОГЛ. ДЛЯ ЭЛЕМЕНТА

```

10 Z1=P1(1,J)
IF (Z1.GT.10.) GO TO 4
EE=E-8.5E-6*(Z1-.3)**2
IF ((Z1-1.).LT..1) EE=E-1.4E-5
EG=0.
IF(E.GT..01) GO TO 12
CS=0.01
GO TO 30
4 N=1
3 IF (ABS(Z1-ZF(N)).LT..1) GO TO 5

```

```

N=N+1
IF (N.LE.41) GO TO 3
WRITE (2,23) Z1
CALL PDUMP (J,J,4,N,N,4,P1(1,1),P1(1,50),5,ZF(1),ZF(41),5)
STOP 3
5 IF (E.LE.EK(N)) GO TO 6
B=P2(1,J)
C   ТКТ-ВЕРОЯТНОСТЬ ФОТОПОГЛ. НА К ОБОЛОЧКЕ
ТКТ=1./(1+.01481*B*B-.000788*B**3)
CALL RAND(A)
C   ФОТОПОГЛОЩ. НА К ИЛИ НА L (6) ОБОЛОЧКЕ
IF (A.GT.ТКТ) GO TO 6
EE=E-EK(N)
CALL RAND(A)
EG=EKAL(N)
C=PKAL(N)
IF (A.GT.C/(C+PKB(N))) EG=EKB(N)
GO TO 12
6 E1=EL3(N)
IF (E.LE.E1) GO TO 7
EE=E-E1
EG=EL(N)
GO TO 12
7 IF (Z1.LT.20.) GO TO 77
E1=1.51E-06*(Z1-35.*(Z1-12.)/Z1)**2
IF (E.LT.E1) GO TO 77
EE=E-E1
EG=0.
CS=0.01
GO TO 30
77 EE=E
EG=0.
CS=0.01
GO TO 30
C   РОЗЫГРЫШ ЭЛ-ТА НА КОТОРОМ ПРОИЗОШЛО ФОТОПОГЛ. КВАНТА В СЛОЖН. ВЕЩ.
8 B=0.
CALL RAND(A)
J1=1
I3=I2-1
DO 9 J=I1,I3
IF (E.LT..2) GO TO 14
PF(J1)=SF(E,J,J)
16 B=B+PF(J1)
IF (B.LE.SFO) GO TO 15
WRITE (2,22)
WRITE (2,20) (K,I1,I2,J1,(P1(1,L),L=1,18))
WRITE (2,21) E,A,B,SFO
WRITE (2,21) (PF(L),L=1,20)
GO TO 15
14 PF(J1)=SF1(E,J)
GO TO 16
15 IF (A.LT.B/SFO) GO TO 10
9 J1=J1+1
J=I2
GO TO 10
C   МОДЕЛИРОВАНИЕ УГЛА ВЫЛЕТА ФОТОЭЛЕКТРОНА.
12 B=SQRT(E*(E+1.022))/(E+.511)
BB=1.-B*B

```

```

BK=SQRT(BB)
AL=(3.*(1.-BK)-2.*B*B)/(2.*BB*BK)
B1=(2.*AL*(1.-B)+1.)/(1.-B)**2
B2=4.*B*(1.+AL*BB)/(BB*BB)
HM=2.*(1.-BK)/(B*B)
13 CALL RAND(A)
CS=(1.+1./(AL-SQRT(AL*AL+B1-B2*A)))/B
CALL RAND(A)
IF (HM*A.GT.(1.-CS*CS)/(1.-B*CS)) GO TO 13
30 RETURN
END

```

```

C
C MPR
C МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ПАР.
C
C SUBROUTINE MPR (E,EE,CE,CP,NCB)
C ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ : E-ЭНЕРГИЯ КВАНТА (МЭВ),
C NCB-НОМЕР ВЕЩЕСТВА.
C ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: EE-КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНА (МЭВ),
C CE-КОСИНУС УГЛА ВЫЛЕТА ЭЛЕКТР. ОТНОСИТ.
C НАПРАВЛ. ДВИЖ. КВАНТА,
C CP-КОСИНУС УГЛА ВЫЛЕТА ПОЗИТРОНА
C
C DIMENSION EG(15),VM(15)
C
C НАИМЕНОВАНИЕ МАССИВОВ: EG - ЭНЕРГИИ КВАНТОВ (МЭВ) ДЛЯ МАСС. VM,
C VM - ОТНОСИТ.Е ПОЗИТР. (VM=(EP+.511)/EG),
C ПРИ КОТ. ПОДИНТЕГР. ФУНКЦИЯ ИМЕЕТ МАХ.
C
C COMMON /PM/ P1(3,50),P2(4,50),KPB(15),RO(15),P3(15,4)
C
C DATA EG/10.,15.,20.,30.,50.,100.,200.,500.,1000.,2000.,
*1.E4,1.E5,1.E6,1.E8,1.E10/
C DATA VM/.5,.368,.31,.26,.226,.158,.12,.078,.055,.04,.0175,.005,
*.00187,.000155,.0000186/
C
C IF (E.GT.3.) GO TO 2
C РОЗЫГРЫШ E ЭЛ-НА И ПОЗИТ. ИЗ ФОРМ. HOUGH ДЛЯ НИЗКИХ EG
1 CALL RAND(A)
CALL RAND(A1)
C=1-A1
IF (4.*A1*C.LT.A*A) GO TO 1
EE=(E-1.022)*C
GO TO 13
C ЭНЕРГИИ ЭЛ-НА И ПОЗИТ. РАЗЫГР. ИЗ ФОРМУЛ Б-Г ДЛЯ БОЛЬШИХ EG
C С УЧЕТОМ ЭКРАНИР. И КУЛОН. ПОПРАВКИ (FZ)
2 Z1=P3(NCB,2)
Z2=Z1**(-.333)
ALZ=ALOG(Z1)*.333
FZ=0.
V=.5
IF (E.LE.10.) GO TO 5
C5=(Z1*.0072993)**2
C4=.025*E-.25
IF (E.GT.50.) C4=1.
FZ=C4*C5*(1./(1.+C5)+.20206-.0369*C5+.0083*C5*C5-.002*C5*C5*C5)
I=1
14 IF (E.LE.EG(I+1)) GO TO 15

```

```

I=I+1
GO TO 14
15 V=VM(I) + (VM(I+1) - VM(I)) * (E - EG(I)) / (EG(I+1) - EG(I))
5 ASSIGN 9 TO M
10 C1=V*(1.-V)
C2=1.-2.*C1
C3=ALOG(3.914*E*C1)
G=51.1*Z2/(E*C1)
IF (G.LE.15.) GO TO 7
F=(C2+.6667*C1) * (C3-.5-FZ)
GO TO 6
7 IF (G.LE.2.) GO TO 8
F=(C2+.6667*C1) * (C3-.5-CG(G) - FZ)
GO TO 6
8 CALL CF12(G,F1,F2)
F=C2*(.25*F1-ALZ-FZ) + .6667*C1*(.25*F2-ALZ-FZ)
6 GO TO M,(9,11)
9 FM=F
VMI=.511/E
12 CALL RAND(A)
V=VMI+(1.-2.*VMI)*A
ASSIGN 11 TO M
GO TO 10
11 CALL RAND(A)
IF (FM*A.GT.F) GO TO 12
EE=E*(1.-V) - .511
C УГЛЫ ВЫЛЕТА ЭЛЕКТ. И ПОЗИТ. РАЗЫГР. ИЗ РАСПРЕД. БОРСЕЛИНО.
13 CALL RAND(A)
X=A/(1.-A)
CE=1.-.5*X*(.511/(EE+.511))**2
IF (CE.LT.-1.) GO TO 13
CP=1.-.5*X*(.511/(E-EE-.511))**2
IF (CP.LT.-1.) GO TO 13
RETURN
END

```

```

C CF12
C ФУНКЦИИ Ф, УЧИТЫВАЮЩИЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ В РАДИАЦ. СТОЛКН.
C

```

```

SUBROUTINE CF12(G1,F1,F2)
C ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР G1-ПАРАМЕТР ЭКРАНИРОВАНИЯ
C ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ: F1,F2-ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ
C
D=1.36*G1
IF(D-1.) 1,1,2
1 F1=20.867-3.242*D+.625*D**2
F2=20.209-1.93*D-.086*D**2
GO TO 3
2 F1=21.12-4.184*ALOG(D+.952)
F2=F1
3 RETURN
END

```

```

C KISP51
C КОНЕЦ ИСТОРИИ,НОРМИРОВКА,ДИСПЕРСИЯ,ПЕЧАТЬ
C
SUBROUTINE KISP51(NIS)
C ВХОДНОЙ ПАРАМЕТР NIS,ЕСЛИ NIS=0,ТО КОНЕЦ ИСТОРИИ,

```

C  
C

NIS=ЧИСЛО ИСТОРИЙ, ТО НОРМИР., ДИСПЕРСИЯ, ПЕЧАТЬ

```
COMMON /RZ/Z1(20),R1(20),JJ,II,LZ,LR
COMMON /FEZ/ZRI(80),NZRI,RI(5),NRI,NPZ(20),NNPZ
COMMON /RFF/NFR,FR(51),FRE(50,8),FRG(50,8),FRDE(50,8),FRDEN(50,8)
COMMON /RFF1/FRE1(50,8),FRE2(50,8),FRG1(50,8),FRG2(50,8),
*FRDE1(50,8),FRDE2(50,8),FRDEN1(50,8),FRDEN2(50,8)
COMMON /REZ/TNE(80,13,5),EZON(150)
COMMON /REZ1/TNE1(80,13,5),TNE2(80,13,2),EZ1(150),EZ2(150)
DIMENSION EZB(150)
COMMON /LXLX/NNNNN
EQUIVALENCE (EZB(1),TNE(2081))
```

C

```
9 FORMAT (/20X,'ЧИСЛО ИСТОРИЙ N = ',I6)
10 FORMAT (/120(1H*))
11 FORMAT (/30X,'Э Л Е К Т Р О Н Ы')
12 FORMAT (/ (2X,3(I3,')'),1X,E12.5,1X,'+ -',E12.5,6X))
13 FORMAT (/30X,'РАДИУС МИШЕНИ (СМ) R= ',E12.5)
14 FORMAT (/30X,'К В А Н Т Ы')
15 FORMAT (/20X,'НОМЕР ЗОНЫ И ПОГЛОЩЕННАЯ ЭНЕРГИЯ В ЗОНЕ (МЭВ)')
16 FORMAT (/6X,'( В',6X,'П',6X,'Е',6X,'Р',6X,'Е',6X,'D )',16X,'( Н',6X
*, 'А',6X,'З',6X,'А',6X,'D )'/5X,'Z (СМ) ЧИСЛО ЧАСТИЦ ЭНЕРГИЯ (МЭ
*В) R**2 СР(СМ2) ЧИСЛО ЧАСТИЦ ЭНЕРГИЯ (МЭВ) R**2 СР(СМ2) ПОГЛ Э
*Н (МЭВ/СМ)')
17 FORMAT (/ (1X,8(E12.5,2X))
18 FORMAT (/6X,'( В',6X,'П',6X,'Е',6X,'Р',6X,'Е',6X,'D )',16X,'( Н',
*6X,'А',6X,'З',6X,'А',6X,'D )'/5X,'Z (СМ) ЧИСЛО ЧАСТИЦ ЭНЕРГИЯ (
*МЭВ) R**2 СР(СМ2) ЧИСЛО ЧАСТИЦ ЭНЕРГИЯ (МЭВ) R**2 СР(СМ2)')
19 FORMAT (/ (1X,7(E12.5,2X))
20 FORMAT (/120(1HR))
22 FORMAT (/20X,'С Р. К В А Д Р. О Т К Л О Н Е Н И Е')
27 FORMAT (/120(1HS))
28 FORMAT (/30X,'РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ')
29 FORMAT (/25X,'Z1= ',E12.5,' (СМ) Z2= ',E12.5)
50 FORMAT (/1X,'РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЕ- ПОТОКА ЭЛ-В, FG- КВАНТОВ
*, FDE- ВСЕЙ ПОГЛ. ЭНЕРГИИ, FDEN- ТОЛЬКО ОТ ЭЛ-В ДВИЖ. НАЗАД')
51 FORMAT (/7X,'R',11X,'R*FE(R)',7X,'R*FG(R)',8X,'R*FDE(R)',7X,'R*FDE
*N(R)',7X,'FE(R)',7X,'FG(R)',7X,'FDE(R)')
52 FORMAT (/5X,'(СМ)',10X,'(1/СМ)',9X,'(1/СМ)',8X,'(МЭВ/СМ2)',6X,'(МЭ
*В/СМ2)',7X,'(1/СМ2)',8X,'(1/СМ2)',4X,'(МЭВ/СМ3)')
53 FORMAT (/ (1X,7(E12.5,3X),E12.5))
54 FORMAT (/40X,'FDEN(R) (МЭВ/СМ3)')
55 FORMAT (/ (1X,5(E12.5,3X))
56 FORMAT (/2X,'ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РАДИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ (0- R) ПОТОКА
*ЭЛ-В- ФЕ, КВАНТОВ- FG, ВСЕЙ ПОГЛ. ЭНЕРГИИ- FDE,'/2X,'ПОГЛ. ЭН.
*ОТ ЭЛ-В, ДВИЖ. НАЗАД- FDEN. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОРМИРОВАНЫ НА 1.')
57 FORMAT (/2X,'(ПОСЛЕДНЯЯ СТРОКА РАСПРЕД. ПОТОКА ЭЛ-В И КВ. ПО Z ,
*РАСПР. ПОГЛ. ЭН. ПО Z (МЭВ/СМ) НА ДАННОЙ ГЛУБИНЕ)')
58 FORMAT (/5X,'R(СМ)',6X,'FE',13X,'FG',13X,'FDE',12X,'FDEN')
59 FORMAT (/ (1X,5(E12.5,3X))
```

C

```
LT=LZ*LR
NNNNN=NNNNN+1
PRINT 234,NNNNN
IF (NIS.GT.0) GO TO 5
C
КОНЕЦ ИСТОРИИ
DO 1 J=1,NRI
DO 1 I=1,13
```

C

```

DO 1 K=1,NZRI
A=TNE(K,I,J)
TNE1(K,I,J)=TNE1(K,I,J)+A
IF (J.GT.1) GO TO 2
TNE2(K,I,1)=TNE2(K,I,1)+A*A
GO TO 1
2 IF (J.LT.NRI) GO TO 1
TNE2(K,I,2)=TNE2(K,I,2)+A*A
1 TNE(K,I,J)=0.
DO 3 I=1,LT
A=EZON(I)
EZ1(I)=EZ1(I)+A
EZ2(I)=EZ2(I)+A*A
3 EZON(I)=0.
DO 4 J=1,NNPZ
DO 4 I=1,NFR
A=FRE(I,J)
FRE1(I,J)=FRE1(I,J)+A
FRE2(I,J)=FRE2(I,J)+A*A
FRE(I,J)=0.
A=FRG(I,J)
FRG1(I,J)=FRG1(I,J)+A
FRG2(I,J)=FRG2(I,J)+A*A
FRG(I,J)=0.
A=FRDE(I,J)
FRDE1(I,J)=FRDE1(I,J)+A
FRDE2(I,J)=FRDE2(I,J)+A*A
FRDE(I,J)=0.
A=FRDEN(I,J)
FRDEN1(I,J)=FRDEN1(I,J)+A
FRDEN2(I,J)=FRDEN2(I,J)+A*A
4 FRDEN(I,J)=0.
RETURN
C НОРМИРОВКА, ДИСПЕРСИЯ, ПЕЧАТЬ
5 WRITE(2,10)
PRINT 10
WRITE(2,9)NIS
PRINT 9,NIS
A=NIS
A1=1./(A-1.)
DO 30 I=1,LT
EZON(I)=EZ1(I)/A
EZB(I)=EZ2(I)/A
C1=EZB(I)-EZON(I)**2
IF (C1.LE.0.) C1=0.
30 EZB(I)=SQRT(C1*A1)
WRITE(2,15)
PRINT 15
WRITE(2,12)(I,EZON(I),EZB(I),I=1,LT)
PRINT 12,(I,EZON(I),EZB(I),I=1,LT)
WRITE(2,27)
PRINT 27
DO 6 I=1,NRI
WRITE(2,13)RI(I)
PRINT 13,RI(I)
DO 7 J=1,13
DO 7 K=1,NZRI
TNE(K,J,1)=TNE1(K,J,I)/A

```

```

IF (I.GT.1) GO TO 8
TNE (K, J, 2)=TNE2 (K, J, 1) /A
C1=TNE (K, J, 2) -TNE (K, J, 1) **2
IF (C1.LE.0.) C1=0.
TNE (K, J, 2)=SQRT (C1*A1)
GO TO 7
8 IF (I.LT.NRI) GO TO 7
TNE (K, J, 2)=TNE2 (K, J, 2) /A
C1=TNE (K, J, 2) -TNE (K, J, 1) **2
IF (C1.LE.0.) C1=0.
TNE (K, J, 2)=SQRT (C1*A1)
7 CONTINUE
DO 31 K=1, NZRI
C=TNE (K, 1, 1)
IF (C.LE.0.) GO TO 32
TNE (K, 3, 1)=TNE (K, 3, 1) /C
TNE (K, 3, 2)=TNE (K, 3, 2) /C
32 C=TNE (K, 4, 1)
IF (C.LE.0.) GO TO 33
TNE (K, 6, 1)=TNE (K, 6, 1) /C
TNE (K, 6, 2)=TNE (K, 6, 2) /C
33 C=TNE (K, 7, 1)
IF (C.LE.0.) GO TO 34
TNE (K, 9, 1)=TNE (K, 9, 1) /C
TNE (K, 9, 2)=TNE (K, 9, 2) /C
34 C=TNE (K, 10, 1)
IF (C.LE.0.) GO TO 35
TNE (K, 12, 1)=TNE (K, 12, 1) /C
TNE (K, 12, 2)=TNE (K, 12, 2) /C
35 DZ=ZRI (K+1) -ZRI (K)
TNE (K, 13, 1)=TNE (K, 13, 1) /DZ
31 TNE (K, 13, 2)=TNE (K, 13, 2) /DZ
WRITE (2, 11)
PRINT 11
WRITE (2, 16)
PRINT 16
WRITE (2, 17) (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 1), J=1, 6), TNE (I1, 13, 1), I1=1, NZRI)
PRINT 17, (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 1), J=1, 6), TNE (I1, 13, 1), I1=1, NZRI)
IF (I.NE.1.AND.I.NE.NRI) GO TO 40
WRITE (2, 22)
PRINT 22
WRITE (2, 17) (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 2), J=1, 6), TNE (I1, 13, 2), I1=1, NZRI)
PRINT 17, (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 2), J=1, 6), TNE (I1, 13, 2), I1=1, NZRI)
40 WRITE (2, 14)
PRINT 14
WRITE (2, 18)
PRINT 18
WRITE (2, 19) (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 1), J=7, 12), I1=1, NZRI)
PRINT 19, (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 1), J=7, 12), I1=1, NZRI)
IF (I.NE.1.AND.I.NE.NRI) GO TO 41
WRITE (2, 22)
PRINT 22
WRITE (2, 19) (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 2), J=7, 12), I1=1, NZRI)
PRINT 19, (ZRI (I1), (TNE (I1, J, 2), J=7, 12), I1=1, NZRI)
41 WRITE (2, 20)
PRINT 20
6 CONTINUE
WRITE (2, 50)

```



```

PRINT 50
WRITE (2,57)
PRINT 57
DO 42 I=1,NNPZ
I1=1
43 IF (NPZ(I1).EQ.I) GO TO 44
I1=I1+1
GO TO 43
44 WRITE (2,29) Z1 (I1) , Z1 (I1+1)
PRINT 29, Z1 (I1) , Z1 (I1+1)
DZ1=Z1 (I1+1) -Z1 (I1)
DO 45 J=1,NFR
DZ=DZ1*(FR (J+1) -FR (J) )
FRE (J, I) =FRE1 (J, I) /A
FRG (J, I) =FRG1 (J, I) /A
FRDE (J, I) =FRDE1 (J, I) /A
FRDEN (J, I) =FRDEN1 (J, I) /A
TNE (J, 1, 1) =FRE2 (J, I) /A
TNE (J, 2, 1) =FRG2 (J, I) /A
TNE (J, 3, 1) =FRDE2 (J, I) /A
TNE (J, 4, 1) =FRDEN2 (J, I) /A
C1=TNE (J, 1, 1) -FRE (J, I) **2
IF (C1.LT.0.) C1=0.
TNE (J, 1, 1) =SQRT (C1*A1) /DZ
FRE (J, I) =FRE (J, I) /DZ
C1=TNE (J, 2, 1) -FRG (J, I) **2
IF (C1.LT.0.) C1=0.
TNE (J, 2, 1) =SQRT (C1*A1) /DZ
FRG (J, I) =FRG (J, I) /DZ
C1=TNE (J, 3, 1) -FRDE (J, I) **2
IF (C1.LT.0.) C1=0.
TNE (J, 3, 1) =SQRT (C1*A1) /DZ
FRDE (J, I) =FRDE (J, I) /DZ
C1=TNE (J, 4, 1) -FRDEN (J, I) **2
IF (C1.LT.0.) C1=0.
TNE (J, 4, 1) =SQRT (C1*A1) /DZ
FRDEN (J, I) =FRDEN (J, I) /DZ
45 CONTINUE
DO 46 I2=1,NFR
DR=2./ (FR (I2+1) +FR (I2) )
TNE (I2, 5, 1) =FRE (I2, I) *DR
TNE (I2, 6, 1) =FRG (I2, I) *DR
TNE (I2, 7, 1) =FRDE (I2, I) *DR
46 TNE (I2, 8, 1) =FRDEN (I2, I) *DR
K=NFR+1
DO 49 I2=1,K
TNE (I2, 9, 1) =0.
TNE (I2, 10, 1) =0.
TNE (I2, 11, 1) =0.
49 TNE (I2, 12, 1) =0.
TNE (K, 5, 1) =0.
TNE (K, 6, 1) =0.
TNE (K, 7, 1) =0.
DO 47 I2=1,NFR
DR=FR (I2+1) -FR (I2)
TNE (I2+1, 9, 1) =TNE (I2, 9, 1) +FRE (I2, I) *DR
TNE (I2+1, 10, 1) =TNE (I2, 10, 1) +FRG (I2, I) *DR
TNE (I2+1, 11, 1) =TNE (I2, 11, 1) +FRDE (I2, I) *DR
47 TNE (I2+1, 12, 1) =TNE (I2, 12, 1) +FRDEN (I2, I) *DR

```

```

FRE (K, I) =TNE (K, 9, 1)
FRG (K, I) =TNE (K, 10, 1)
FRDE (K, I) =TNE (K, 11, 1)
FRDEN (K, I) =TNE (K, 12, 1)
DO 60 I2=1, K
IF (FRE (K, I) .EQ.0.) GO TO 61
TNE (I2, 9, 1) =TNE (I2, 9, 1) /TNE (K, 9, 1)
61 IF (FRG (K, I) .EQ.0.) GO TO 62
TNE (I2, 10, 1) =TNE (I2, 10, 1) /TNE (K, 10, 1)
62 IF (FRDE (K, I) .EQ.0.) GO TO 63
TNE (I2, 11, 1) =TNE (I2, 11, 1) /TNE (K, 11, 1)
63 IF (FRDEN (K, I) .EQ.0.) GO TO 60
TNE (I2, 12, 1) =TNE (I2, 12, 1) /TNE (K, 12, 1)
60 CONTINUE
WRITE (2, 51)
PRINT 51
WRITE (2, 52)
PRINT 52
WRITE (2, 53) (FR (L), FRE (L, I), FRG (L, I), FRDE (L, I), FRDEN (L, I),
*TNE (L, 5, 1), TNE (L, 6, 1), TNE (L, 7, 1), L=1, K)
PRINT 53, (FR (L), FRE (L, I), FRG (L, I), FRDE (L, I), FRDEN (L, I),
*TNE (L, 5, 1), TNE (L, 6, 1), TNE (L, 7, 1), L=1, K)
WRITE (2, 54)
PRINT 54
WRITE (2, 53) (TNE (L, 8, 1), L=1, NFR)
PRINT 53, (TNE (L, 8, 1), L=1, NFR)
WRITE (2, 22)
PRINT 22
WRITE (2, 55) (FR (L), TNE (L, 1, 1), TNE (L, 2, 1), TNE (L, 3, 1), TNE (L, 4, 1), L=1,
*NFR)
PRINT 55, (FR (L), TNE (L, 1, 1), TNE (L, 2, 1), TNE (L, 3, 1), TNE (L, 4, 1), L=1,
*NFR)
WRITE (2, 56)
PRINT 56
WRITE (2, 58)
PRINT 58
WRITE (2, 59) (FR (L), TNE (L, 9, 1), TNE (L, 10, 1), TNE (L, 11, 1), TNE (L, 12, 1),
*L=1, K)
PRINT 59, (FR (L), TNE (L, 9, 1), TNE (L, 10, 1), TNE (L, 11, 1), TNE (L, 12, 1),
*L=1, K)
WRITE (2, 10)
PRINT 10
42 CONTINUE
DO 36 K=1, 80
DO 36 J=1, 13
DO 36 I=1, 5
36 TNE (K, J, I) =0.
DO 48 I=1, 50
DO 48 J=1, 8
FRE (I, J) =0.
FRG (I, J) =0.
FRDE (I, J) =0.
48 FRDEN (I, J) =0.
DO 64 I=1, LT
64 EZON (I) =0.
234 FORMAT (2X, 'NIS=', I6)
RETURN
END

```

## Приложение 2

Аналитические зависимости коэффициента Таунсенда  $\alpha\left(\frac{E}{p}\right)$  и скорости дрейфа электронов  $v\left(\frac{E}{p}\right)$  от величины  $\left(\frac{E}{p}\right)$ .

Для неона:

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 1,4 \cdot 10^6 \left(\frac{E}{p}\right) \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,235 \left(\frac{E}{p}\right) \end{aligned} \right\} 0 \leq \frac{E}{p} \leq 2,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -8,9 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 209 \left(\frac{E}{p}\right) - 102 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,54 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 1,8 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 1,92 \end{aligned} \right\} 2 \leq \frac{E}{p} \leq 8,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -1,5 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 76 \left(\frac{E}{p}\right) + 489 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,145 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 5,96 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) - 35 \end{aligned} \right\} 8 \leq \frac{E}{p} \leq 25.$$

Для аргона:

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 3,2 \cdot 10^4 \left(\frac{E}{p}\right) \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,038 \left(\frac{E}{p}\right) \end{aligned} \right\} 0 \leq \frac{E}{p} \leq 5,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -0,666 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 38 \left(\frac{E}{p}\right) - 13,4 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,166 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 1,662 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 4,35 \end{aligned} \right\} 5 \leq \frac{E}{p} \leq 10,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -0,133 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 25 \left(\frac{E}{p}\right) + 60 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,3 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 3,676 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 11,09 \end{aligned} \right\} 10 \leq \frac{E}{p} \leq 30.$$

Для криптона:

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 2 \cdot 10^5 \left(\frac{E}{p}\right) \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,0456 \left(\frac{E}{p}\right) \end{aligned} \right\} 0 \leq \frac{E}{p} \leq 6,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ 17,5 \left(\frac{E}{p}\right) + 15 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,15 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 1,69 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 5,02 \end{aligned} \right\} 6 \leq \frac{E}{p} \leq 10,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ 16 \left(\frac{E}{p}\right) + 30 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,326 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 5,111 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 21,67 \end{aligned} \right\} 10 \leq \frac{E}{p} \leq 15,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -0,093 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 16,7 \left(\frac{E}{p}\right) + 41 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,232 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 0,844 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) - 21,3 \end{aligned} \right\} 15 \leq \frac{E}{p} \leq 40.$$

Для ксенона:

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 15 \cdot 10^4 \left(\frac{E}{p}\right) \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,0456 \left(\frac{E}{p}\right) \end{aligned} \right\} 0 \leq \frac{E}{p} \leq 10,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ 10 \left(\frac{E}{p}\right) + 50 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,104 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 1,87 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 87,56 \end{aligned} \right\} 10 \leq \frac{E}{p} \leq 15,$$

$$\left. \begin{aligned} v\left(\frac{E}{p}\right) &= 10^4 \left[ -0,227 \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 22 \left(\frac{E}{p}\right) - 77 \right] \\ \alpha\left(\frac{E}{p}\right) &= 0,255 \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 6,6 \cdot \left(\frac{E}{p}\right) + 46,175 \end{aligned} \right\} 15 \leq \frac{E}{p} \leq 40.$$

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
Глава 1. Формирование скрытого изображения в условиях ГРП.....	10
1.1. Формирование первичного ионизационного эффекта в газо-разрядном преобразователе .....	10
1.2. Применение метода Монте-Карло для расчета параметров электронного изображения .....	14
1.2.1. Построение траекторий гамма-квантов .....	15
1.2.2. Моделирование процессов столкновения гамма-квантов .....	16
1.2.3. Построение траекторий электронов .....	19
1.3. Влияние конструктивных параметров ГРП на параметры скрытого электронного изображения .....	25
1.3.1. Влияние толщины переднего электрода .....	28
1.3.2. Влияние заднего электрода.....	31
1.3.3. Влияние атомного номера газа.....	33
1.3.4. Влияние толщины газового зазора .....	36
1.3.5. Влияние металлических покрытий, нанесенных на передний электрод.....	38
1.3.6. Влияние давления газа .....	40
Глава 2. Развитие газового разряда в условиях ГРП.....	41
2.1. Основы теории разряда в газе при атмосферном давлении .....	41
2.2. Визуализация скрытого изображения в ГРП .....	45
2.3. Параметры импульсов питания газоразрядных преобразователей.....	50
2.4. Оценка яркости газоразрядного преобразователя.....	57
Глава 3. Преобразование ультрафиолетового излучения газового разряда .....	64
3.1. Распространение УФ-излучения в ГРП.....	64
3.2. Преобразование ультрафиолетового излучения в видимое .....	69
Глава 4. Особенности конструирования газоразрядных преобразователей.....	75
4.1. Основополагающие принципы конструирования газоразрядных преобразователей .....	75
4.2. Исследование методов устранения краевых пробоев в газоразрядном преобразователе.....	79
4.3. Конструкция и технология изготовления экспериментальных ГРП .....	86
4.4. Газовое наполнение преобразователей .....	90
4.5. Разработка газоразрядных преобразователей с внутренней памятью.....	93

4.5.1. ГРП с внутренней памятью на основе люминофоров с запасанием светосуммы .....	93
4.5.2. ГРП с памятью на основе термопластичных слоев.....	94
4.6. ГРП высокого давления .....	99
4.7. ГРП для регистрации высокоэнергетического тормозного излучения .....	102
4.8. Комбинированный газоразрядный преобразователь .....	103
4.9. Отпаянные ГРП.....	105
Глава 5. Элементы функционального обеспечения газоразрядных преобразователей радиационных изображений .....	
5.1. Питание газоразрядных преобразователей .....	108
5.1.1. Повышение КПД генератора питания газоразрядного преобразователя .....	110
5.1.2. Коммутатор генератора питания газоразрядного преобразователя .....	111
5.1.3. Описание разрядного процесса в системе генератор питания – ГРП.....	114
5.1.4. Моделирование разрядных процессов в ГРП с резистивными слоями .....	120
5.2. Импульсные источники рентгеновского излучения .....	123
5.2.1. Импульсный излучатель с термоэмиссионной трубкой.....	124
5.2.2. Импульсные наносекундные излучатели на основе трубок с взрывной эмиссией.....	127
5.3. Устройства автосинхронизации питания газоразрядных преобразователей.....	128
5.3.1. Использование электромагнитных наводок для запуска генератора питания ГРП .....	129
5.3.2. Генератор на разряднике с рентгеновским запуском .....	129
5.3.3. Запуск генератора от детектора излучения.....	133
5.4. Установка рентгеновская импульсная с ГРП .....	140
5.4.1. Назначение и технические данные .....	140
5.4.2. Технические характеристики .....	140
5.5. Телевизионная система съема и передачи информации.....	141
5.6. Блок записи телевизионного изображения .....	145
Глава 6. Теоретические оценки характеристик качества изображения ГРП.....	
6.1. Нерезкость изображения и ЧКХ ГРП.....	146
6.1.1. Нерезкость изображения.....	146
6.1.2. Дозовая чувствительность .....	154
6.1.3. Яркость свечения ГРП.....	157

6.2. Исследование характеристик ГРЛП .....	159
6.2.1. Энергетические характеристики .....	159
6.2.2. Исследование характеристик изображения .....	161
6.2.3. Связь ЧКХ с параметрами конструкции, газового наполнения и питания.....	169
6.3. Моноимпульсные изображения в ГРП и ГРЛП.....	175
6.4. Параметры ГРП в стримерном режиме работы.....	178
Глава 7. Экспериментальные исследования параметров изображения ГРП и ГРЛП .....	182
7.1. Исследование характеристик ГРП .....	182
7.1.1. Экспериментальные исследования яркости ГРП .....	183
7.1.2. Измерение разрешающей способности .....	187
7.1.3. Определение контрастной чувствительности и оптимальной задержки импульса питания ГРП относительно импульса излучения .....	192
7.2. Методика измерения параметров ГРЛП.....	196
7.2.1. Измерения энергетических характеристик ГРЛП.....	203
7.2.2. Измерение разрешающей способности ГРЛП.....	209
7.2.3. Измерение градационных характеристик ГРЛП .....	217
Глава 8. Методы повышения разрешающей способности газоразрядных преобразователей .....	222
8.1. Матричный ГРП – МГРП.....	223
8.2. ГРП с фронтальной коллимацией излучения .....	227
8.3. Фильтрация изображения с использованием методов формирования контурных признаков и сегментации.....	230
Список литературы .....	233
Приложение 1 .....	234
Приложение 2 .....	279

Учебное издание

АЛХИМОВ Юрий Васильевич  
КУЛЕШОВ Валерий Константинович

## ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ГАЗОВЫМ УСИЛЕНИЕМ

Учебное пособие


Редактор	<i>А.В. Высоцкая</i>
Верстка	<i>Д.В. Сотникова</i>
Дизайн обложки	<i>О.Ю. Аршинова О.А. Дмитриев</i>

Подписано к печати 19.03.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».  
Печать XEROX. Усл. печ. л. 6,74. Уч.-изд. л. 6,10.  
Заказ 828. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет  
Система менеджмента качества  
Томского политехнического университета сертифицирована  
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.