



3-236

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

13-2006-153

На правах рукописи

УДК 539.1.074.23 + 537.523

ЗАЛИХАНОВ
Борис Жанакaitович

ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ
ПРОВОЛОЧНЫЕ КАМЕРЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ
И ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ В НИХ ГАЗОВОГО
РАЗРЯДА

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

3441

Объединенный институт
ядерных исследований
Дубна-2006
БИБЛИОТЕКА

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем имени В.П.Джелепова Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН, профессор

В.Ф.Образцов

доктор физико-математических наук,
профессор

В.И.Селиванов

доктор физико-математических наук

В.Т.Матюшин

Ведущая организация:

Институт ядерных исследований РАН

Защита состоится “ ” 2006 года в часов на заседании диссертационного совета Д720.001.03 при Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова в Объединённом институте ядерных исследований; 141980 г. Дубна, Московская область, Россия.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ. Автореферат разослан “ ” 2006 года

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор



Ю.А.Батусов

Актуальность темы

Поиск и изучение распадов легких заряженных мезонов уже на протяжении десятков лет привлекают внимание исследователей. Основное направление исследований сосредоточено в области изучения редких и тонких явлений в распадах K-мезонов. Для реализации этого направления производится модернизация ускорителя AGS в Брукхейвенской Национальной Лаборатории с целью увеличения его интенсивности, а также проектируются новые ускорители средних энергий с большой интенсивностью и разнообразными современными каналами вторичных пучков (Fermilab - США, KEK - Япония).

Ускоритель У-70 (ИФВЭ, Протвино) в принципе отвечает требованиям данного направления физики частиц. Из-за отсутствия на У-70 обогащенных каонных пучков исследования ведутся на пучке пионов, содержащем около 3 % каонов. Поэтому для увеличения статистической обеспеченности исследуемых редких распадов имеет большое значение увеличение числа каонов, которое на У-70 возможно только за счет повышения интенсивности пионного пучка. Например на канале 4 А, где находится установка ИСТРА-М, и на которой проводятся исследования распадов K-мезонов, интенсивность пучка может быть увеличена до максимального значения, равного 10^7 с^{-1} , при апертуре $\approx (1 \times 1) \text{ см}^2$. Естественно, в данном случае требования к детекторам существенно возрастают, особенно к пучковым детекторам, которые, мониторируя пучок, должны давать информацию о направлении и импульсе каонов, при этом обладать эффективным временным разрешением в несколько наносекунд и содержать минимально возможное количество вещества на пути частиц пучка.

Решением проблемы создания высокоскоростных газовых многопроволочных камер с шагом сигнальных электродов ($\leq 1 \text{ мм}$) и расстоянием анод-катод ($\leq 1,5 \text{ мм}$) занимались практически во всех ведущих центрах мира, но наиболее интенсивно в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США), на ускорителе ТРИУМФ (Канада), на ускорителе САТУРН (Франция), на ускорителе Института Пауля Шеррера (Швейцария), в Институте Физики Высоких Энергий (Протвино) и в Институте Ядерных Исследований (Пахра).

На макетах быстрых камер размерами $5 \times 5 \text{ см}^2$ было показано, что их скорость счета более чем $10^8 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, а временное разрешение 4нс (ПШПВ). Но все попытки создания высокоскоростных проволочных детекторов для реальных экспериментов оканчивались безрезультатно. Существующая технология изготовления

многопроволочных камер не способна обеспечить высокие требования к точности расположения электродов камеры в пределах ≤ 10 мкм.

В 1990 году в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ разработаны принципиально новые методы изготовления координатных проволочных детекторов, которые способствовали дальнейшему развитию методики наиболее перспективного класса детекторов ионизирующего излучения – газонаполненных проволочных камер.

Узкозазорные камеры с малым шагом сигнальных проволок обладают рядом существенных особенностей по сравнению с обычными стандартными камерами с зазором 5 – 10 мм. Малый зазор приводит к возрастанию удельной емкости проволоки, что вызывает необходимость работать при более высоких напряжениях. Это приводит к прорастанию сильного неоднородного поля к катоду, и вокруг анодных проволок создается большая область лавинообразования. Данные факторы должны влиять как на развитие электронной лавины, так и на характеристики узкозазорных камер. Поэтому для изучения работы новых высокоскоростных узкозазорных камер целесообразно было провести более детальные исследования их работы в широком диапазоне газового усиления, включая область, в которой происходит лавинно-стримерный переход.

Цель работы

На канале 4 А ускорителя У-70 на установке ИСТРА-М (Протвино) ведутся исследования редких распадов К-мезонов. Для повышения чувствительности установки к различным модам редких распадов К-мезонов было необходимо:

– Повысить число К⁻-мезонов, количество которых в пучке π⁻-мезонов равно 3 %, путем повышения интенсивности пучка от $2 \cdot 10^5$ с⁻¹ до максимально возможного значения, равного 10^7 с⁻¹;

– иметь возможность проведения магнитного импульсного анализа частиц пучка при точности определения траектории частиц < 1 мм;

– проводить мониторинг пучка детекторами, обеспечивающими минимально возможное число взаимодействий частиц пучка с веществом детектора.

Решение этих задач потребовало разработки и создания координатного детектора нового типа, способного эффективно работать при больших загрузках, обладающего эффективным временным разрешением в несколько наносекунд и содержащего минимально возможное количество вещества на пути частиц пучка.

– Для переднего спектрометра установки АНКЕ (ФРГ, НЦ Юлих), на которой ведутся исследования на внутреннем пучке ускорителя COSY, требовались быстрые камеры с чувствительной площадью (500×450) мм² и с координатным разрешением 1 мм. Требуемые камеры с классическим расположением электродов невозможно

изготовить из-за существующих физических ограничений на длину анодных проволок, которые вызваны их конечной упругостью.

Эта задача также решалась путем разработки нового типа проволочных камер, в которых обеспечивалось устойчивое положение длинных анодных проволок при их низком натяжении.

– Новые детекторы – высокоскоростные узкозазорные проволочные камеры, из-за присущих им отличий в распределении электрического поля в области анодных проволок потребовали тщательного изучения их регистрационных характеристик, в том числе более пристального исследования физических процессов, протекающих в электронной лавине и определяющих амплитуду и длительность электрических сигналов.

Научная новизна

1. Разработаны принципиально новые методы создания высокоскоростных узкозазорных камер с малым шагом сигнальных электродов с площадью до (500 × 500) мм². Новая технология также позволяет изготавливать пропорциональные и дрейфовые камеры практически любой чувствительной площади и обеспечивает высокую точность в расположении электродов.

2. Впервые разработаны и изготовлены высокоскоростные узкозазорные камеры с малым шагом сигнальных электродов для экспериментов, проводимых на ускорителе У – 70 (Протвино) и ускорителе COSY (ФРГ, НЦ Юлих).

3. Впервые получены данные о влиянии длительной интенсивной загрузки на старение узкозазорных камер в течение многолетних экспериментов на пучке ускорителя.

4. Впервые получены аналитические выражения, учитывающие основные физико-технические требования к электро-механике и условиям работы высокоскоростных координатных камер для достижения предельного быстродействия.

5. Впервые установлена взаимосвязь между скоростью счета камеры и коэффициентом газового усиления, из которой следует, что суммарный заряд, образующийся в единицу времени на единицу площади камеры, равный произведению предельной скорости счета на коэффициент газового усиления, есть величина постоянная.

6. Исследование работы узкозазорных камер в предстримерной области позволило впервые обнаружить: в области, предшествующей стримерному разряду, неизвестные ранее процессы, протекающие в лавине при больших значениях газового усиления $\geq 10^7$; разделение электронов по скоростям; электростатические колебания завершившейся лавины; укорочение длительности анодного сигнала; отсутствие

индукции заряда на катоде в течение времени развития электронной лавины в резко неоднородном электрическом поле; высокую скорость счета и, наконец, разную форму амплитудных распределений сигналов на аноде и катоде. Наблюдаемые впервые процессы не соответствовали известным режимам газового разряда, из-за характерных свойств которых область их проявления была названа областью плазменного режима газового разряда.

8. Изучение и анализ новых процессов позволили заключить, что они являются, по сути, сопутствующими процессами, обеспечивающими переход электронной лавины в стример, и могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле.

9. На основе экспериментальных данных предложена модель образования ионизованного канала без участия фотонов, и отражающая его структуру и устойчивость. Модель позволяет определить причины как для прорастания ионизованного канала в слабом электрическом поле, так и для нарастания скорости продвижения стримера.

10. Впервые полученные экспериментальные данные в области перехода электронной лавины в стример более наглядно и конкретно отражают динамику развития лавины и могут быть использованы в физике газового разряда.

Практическая значимость

Новые методы позволяют создать для экспериментов, проводимых на пучках ускорителей, высокоскоростные координатные камеры двух типов, способные эффективно работать в интенсивных потоках регистрируемых частиц с плотностью до $10^8 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ при временном разрешении $\leq 5 \text{ нс}$ (ПШПВ).

Регистрационные характеристики нового поколения камер почти на два порядка превосходят характеристики известных пропорциональных камер. Благодаря этому повышаются информативность и избирательность экспериментальных установок и открываются широкие возможности для исследования редких процессов.

Плазменный режим по сравнению со стримерным более предпочтителен как для практического использования, так и для дальнейшего развития методики физического эксперимента, так как при равных токовых характеристиках обладает в $5 \cdot 10^2$ раз большей скоростью счета, примерно в 50 раз превосходит по радиационной стойкости и более чем в 10 раз имеет лучшие временные характеристики.

Данные преимущества нового режима газового разряда позволяют изготовить компактный радиационно стойкий электромагнитный калориметр, организовать триггер на наличие трека в камерах или на множественность регистрируемых ча-

стиц. Зависимость электростатических колебаний электронной лавины от первичной ионизации позволяет создать быстрый и компактный идентификатор заряженных частиц в области импульсов $5 \div 30 \text{ ГэВ/с}$.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

На защиту выносятся:

1. Результаты разработки новых методов изготовления координатных проволочных детекторов и создания на их основе высокоскоростных узкоазорных камер с малым шагом сигнальных электродов.
2. Результаты изучения характеристик высокоскоростных камер в области газового усиления $10^5 \div 10^8$.
3. Результаты работы высокоскоростных пропорциональных и дрейфовых камер в экспериментах на пучках ускорителей и использования полученной информации от них при обработке данных.
4. Результаты анализа физических причин, определяющих предельную загрузку высокоскоростных камер.
5. Результаты исследования нового плазменного режима газового разряда и его практического применения.
6. Результаты исследования обнаруженных новых процессов, сопутствующих переходу электронной лавины в стример.
7. Результаты анализа предложенной автором модели образования стримера и механизма его прорастания, основанной на поведении двойного зарядового слоя в электрическом поле.

Личный вклад соискателя

Автором разработаны принципиально новые методы изготовления проволочных детекторов.

На основе новых методов автором изготовлены и запущены в работу высокоскоростные узкоазорные камеры на экспериментальных установках ИСТРА – М на ускорителе У – 70 (Протвино) и ANKE на синхрофазатроне COSY (ФРГ, НЦ Юлих), на которых уже длительное время ведутся исследования.

Анализ, выполненный автором, позволил определить основные физические требования к электромеханике и условиям работы высокоскоростных камер для достижения ими предельной скорости счета.

В области предшествующей стримерному разряду, автором обнаружены и исследованы неизвестные ранее процессы, протекающие в лавине при газовом усиле-

нии в камере $\geq 10^7$ и более наглядно отражающие динамику развития лавины.

Автором обнаружен и исследован неизвестный ранее плазменный режим газового разряда, который предшествует стримерному разряду, и экспериментально показана возможность использования его для измерений энергии ливня и его распределения в пространстве в компактном электромагнитном калориметре; обоснованы рекомендации эффективного использования узкозазорных скоростных камер в экспериментах для формирования триггера нулевого и первого уровней, а также создания на их базе быстрого идентификатора заряженных частиц в области импульсов $5 \div 30$ ГэВ/с.

На основе экспериментальных исследований электронной лавины в режиме большого газового усиления ($> 10^7$) и анализа экспериментальных результатов автором предложена модель развития ионизованного канала. Модель позволяет ответить на многие проблемные вопросы, касающиеся стримера, а также отражает структуру и устойчивость стримера и ионизованного канала в целом.

Апробация работы

Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах в Объединенном Институте Ядерных Исследований (Дубна), Институте Физики Высоких Энергий (Протвино), Национальной Лаборатории "SATURN" (Сакле, Франция), Институте Пауля Шеррера (Швейцария), Институте Ядерной Физики (Турин, Италия), Институте Ядерной Физики (Юлих, Германия), на международном совещании "Физика на УНК" (Протвино).

Публикации

Результаты диссертации изложены в 20 публикациях.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения. Объем диссертации 195 страниц текста, включая 116 рисунков, 3 таблицы и библиографический перечень использованных литературных источников из 113 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении представлен краткий обзор решений проблем, возникающих при создании высокоскоростных координатных детекторов на базе газовых проволочных и литографических камер. Рассматриваются кратко особенности развития

электронной лавины в узкозазорных камерах, приводящие к проявлению неизвестных ранее процессов. Сформулирована цель диссертационной работы, показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов.

В первой главе обсуждаются проблемы, связанные с электромеханикой узкозазорных пропорциональных камер. Эта проблема очень подробно рассмотрена во многих работах применительно к обычно используемым широкозазорным проволочным камерам. Однако необходимость проведения подобных исследований для узкозазорных камер возникла вследствие их ряда особенностей [1]. Малый зазор приводит к возрастанию удельной емкости анодной проволоки, что вызывает необходимость работать с ними при более высоких напряжениях в расчете на единицу

длины зазора по сравнению с широкозазорными камерами. Это приводит к увеличению смещений проволок от центрального положения и, значит, к большей вероятности развития искрового пробоя в промежутке анод-катод. Чтобы этого избежать, требуется увеличивать натяжение проволок, что, в свою очередь, накладывает ограничения на их допустимую длину. Кроме того, необходимо было

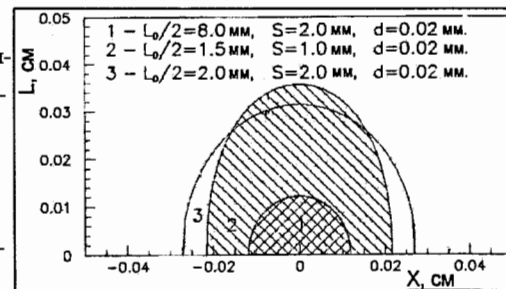


Рис. 1: Область лавинообразования вокруг анодной проволоки, ограниченная напряженностью поля 20 кВ/см для камер с разными геометрическими параметрами.

выяснить степень влияния различных неточностей в положении электродов узкозазорной камеры на ее регистрационные характеристики. Все это потребовало более тщательного исследования электро-механических свойств узкозазорных камер.

В результате анализа получены уравнения для распределения электрического поля в ячейках камеры, из которых следует, что радиус области лавинообразования вокруг анодной проволоки в узкозазорных камерах более чем в три раза больше, чем в традиционных камерах (Рис.1).

Получена зависимость функционала потенциальной энергии проволоки от смещения z_{max} . Пределы области устойчивости анодных проволок для различных камер, вычисленные с помощью функционала потенциальной энергии проволоки, приведены на Рис.2. Видно, что в отличие от камер с большим зазором в узкозазорных камерах существенными являются ограничения на длину анодных проволок в области рабочих напряжений, связанные с их механической стабильностью. Смещения проволоки вдоль оси x оказывает влияние на плотность заряда как на

смещенной проволоке, так и на соседних с ней проволоках. Причем максимальное влияние сдвиг оказывает не на плотность заряда смещенной проволоки, а на плотность зарядов соседних проволок.

Высокая чувствительность к изменению положений проволок в узкозазорных камерах с малым шагом анодных проволок накладывает более жесткие ограничения не только на точность их положения, но также на длину анодных проволок. Например, если ограничиться требованием, чтобы разброс усиления в камере не превосходил 20%, то максимальная приемлемая длина проволоки, диаметром 20 мкм из золоченого вольфрама, в камере с $z_0/2 = 1,5$ мм, $s = 1,0$ мм составляет 25 – 30 см, а для камеры с $z_0/2 = 2,0$ мм, $s = 2,0$ мм длина проволоки 35 – 40 см, в то время как для камеры с $z_0/2 = 5,0$ мм, $s = 2,5$ мм это 90 – 100 см. Что касается соблюдения равномерности шага проволок, то при разбросе усиления в камере не более 10% допустимая неточность составляет $\Delta x \approx \pm 10$ мкм, $\Delta y \approx \pm 85$ мкм, $\Delta x \approx \pm 50$ мкм, $\Delta y \approx \pm 175$ мкм, $\Delta x \approx \pm 100$ мкм, $\Delta y \approx \pm 250$ мкм для выше перечисленных камер соответственно.

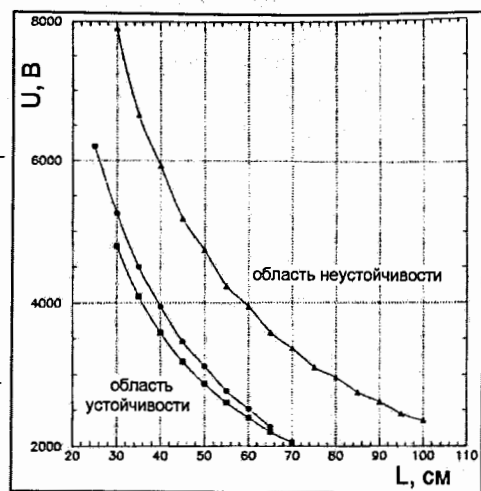


Рис. 2: Граница области устойчивости проволоки для камеры с параметрами:
 • $z_0/2=1,5$ мм, $s=1,0$ мм, $r_0=10$ мкм;
 ■ $z_0/2=2,0$ мм, $s=2,0$ мм, $r_0=10$ мкм;
 ▲ $z_0/2=3,0$ мм, $s=2,5$ мм, $r_0=12,5$ мкм.

Во второй главе дано описание конструкции двух типов скоростных проволочных камер. Камеры изготовлены по новой технологии, разработанной автором [2, 3, 4]. Все элементы камер выполнены из материалов, выпускаемых промышленностью и не требующих дополнительной обработки, что позволило уменьшить трудоемкость и себестоимость камер более чем в 10 раз. Кроме того, сборка камер производится без дорогостоящего технологического оборудования. Разработанная технология позволяет обеспечить постоянство шага анодных проволок с точностью $(0,5 \div 1)$ мкм, а расстояние между катодными плоскостями и анодной плоскостью с точностью ≤ 25 мкм.

Очень важной особенностью новой технологии является возможность корректи-

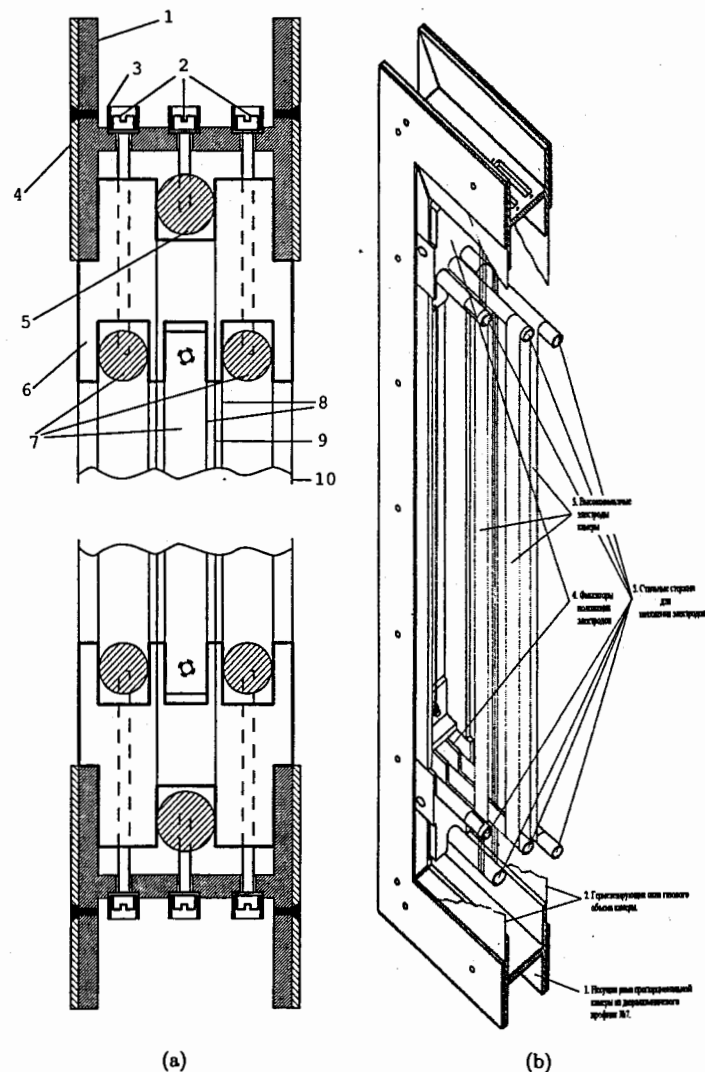


Рис. 3: а) Сечение узкозазорной камеры. В одном объеме расположены две плоскости с одноименными координатами, сдвинутыми относительно друг друга на половину шага анодных проволок. 1-несущая рама, 2-винты для натяжения анодной и катодных плоскостей, 3-втулка для герметизации, 4-рамка для прижима входного окна, 5-анодный стержень, 6-фиксатор, 7-катодные стержни, 8-катоды, 9-анодные проволоки, 10-входное окно. б) Аксанометрия узкозазорной камеры. В одном объеме расположены две плоскости с одноименными координатами, сдвинутыми относительно друг друга на половину шага анодных проволок.

ровки как натяжения электродов, так и установки межэлектродного зазора после закрытия камеры. Схематическая конструкция камеры показана на Рис.3(а).

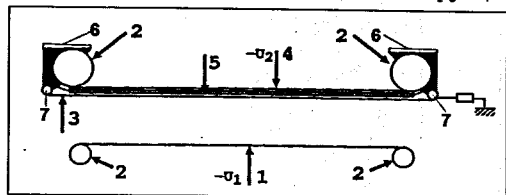


Рис. 4: Схематическая конструкция камеры с диэлектрической пленкой. 1-дрейфовый электрод; 2-стальные стержни; 3-анодная проволока; 4-стриповый катод; 5-диэлектрическая пленка; 6-ламели; 7-спирали.

проволочки укладываются между витками спирали с требуемым шагом и припаиваются к ламелям, закрепленным на анодных стержнях. Для установки ИСТРА - М изготовлены 10 пучковых камер, каждая с чувствительной площадью

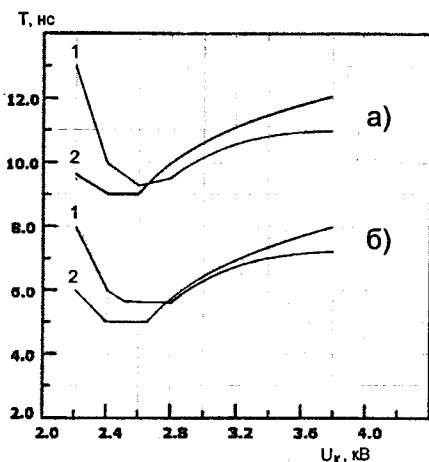


Рис. 5: Зависимость временного разброса от напряжения на камере.

1. Для анодных сигналов.
2. Для катодных сигналов.

новые камеры на новом идейном решении (Рис.4). Для устранения накопления положительного заряда на диэлектрической пленке, который искажал бы электрическое поле и приводил к падению газового усиления, подложка изготавливалась с проводимостью $\gamma \approx 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Это позволило добиться достаточно быстрой

Установка электродов камеры и их крепление осуществляются с помощью стержней 5 и 7, выполненных из калиброванных прутков "серебрянки". Натяжение электродов регулируется винтами 2. На анодных стержнях 3 намотана спираль (виток к витку) из медной эмалированной проволоки диаметром 0.5 мм. Анодные

(130 × 140 мм²), 2 камеры - (300 × 300 мм²) и 8 дрейфовых камер, 4 из них площадью (500 × 500 мм²) и 4 - (700 × 700 мм²). Шаг сигнальных проволок в пучковых камерах равен 1 мм, а расстояние анод-катод - 1.5 мм.

Для проведения запланированных экспериментов на установке ANKE на внутреннем пучке синхротрона COSY¹ требовались скоростные камеры с большой чувствительной площадью. Изготовить их по симметричной геометрии из-за приведенных выше причин было невозможно. Поэтому для переднего спектрометра установки ANKE разработаны и изготовлены высокоскоростные

эвакуации положительных ионов с поверхности подложки на стрипы и тем самым сохранить работоспособность камеры при высоких нагрузках. Благодаря малому расстоянию между анодными проволоками и стрипами (100 мкм) при напряжении $U_{st} = 1600 \text{ В}$ возникает распределенная сила, равная $\approx 1.0 \text{ Н/м}$, которая обеспечивает устойчивое положение проволок. Отметим, что сила притяжения проволок к стрипам почти на порядок превышает силу расталкивания между ними.

Для установки ANKE изготовлены 6 двухкоординатных камер с диэлектрической пленкой и 8 двухкоординатных камер с симметричным расположением электродов.

В третьей главе приведены результаты испытаний узкозачерных скоростных камер [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Испытания камер проводились как с помощью радио-

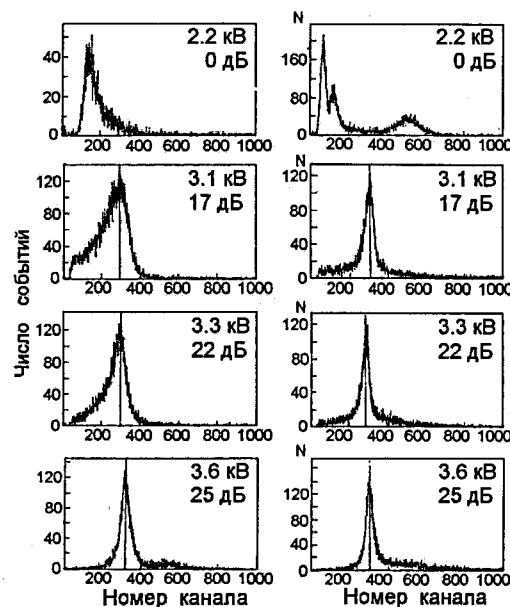


Рис. 6: Амплитудные спектры на аноде камеры от Sr^{90} (левые) и Fe^{55} (правые). Диаметр анода 20 мкм.

размер "кластера", т.е. количество одновременно сработавших расположенных рядом проволок при прохождении через камеру одной частицы, не превышает 3% во всех типах камер. Изучение поведения амплитуды сигналов и временного разброса на аноде и катоде камеры проводилось в широком диапазоне напряжений. Временной разброс для всех типов камер практически одинаков и изменяется с напряже-

активных источников, так и на пучках ускорителей при продувке газовой смесью 80% CF_4 + 20% C_4H_{10} . Эффективность регистрации пучковых камер находится в интервале 99.6% - 98% при изменении напряжения от 2200 В до 3800 В. В диапазоне напряжений, равном плато эффективности, пучковая камера проходит 4 режима работы - пропорциональный, ограниченно пропорциональный, плазменный и стримерный. Для камер с диэлектрической пленкой (эффективность 97% - 99%) протяженность плато составляет 700 В; для камер с симметричной геометрией (эффективность 99.6%) протяженность плато - 600 В. Раз-

¹S. Barsov et al., Nucl. Instr. and Meth. 462 (2001) 364.

нием, как показано на Рис.5. Зависимости (а) отражают временной разброс для

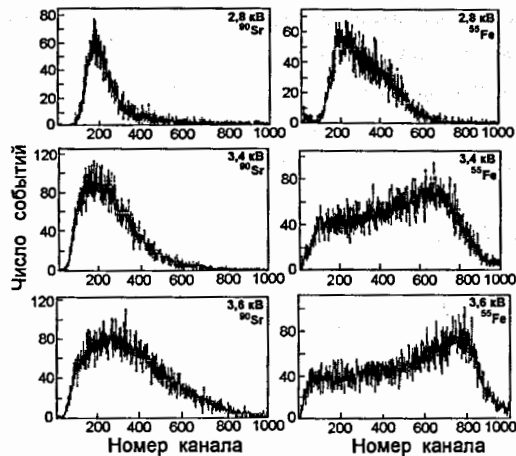


Рис. 7: Амплитудные спектры от Sr^{90} и Fe^{55} при разных напряжениях на камере. Диаметр анода 50 мкм.

стом напряжения пропорциональность сигналов

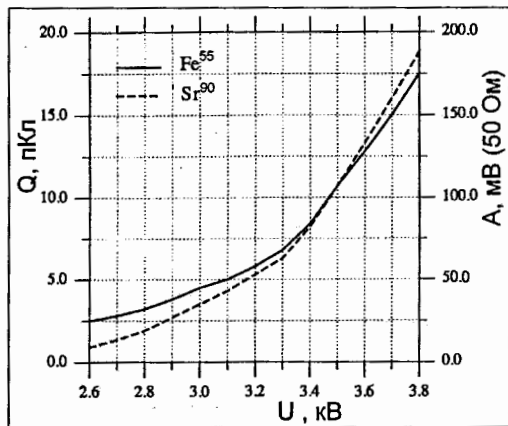


Рис. 8: Изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников Fe^{55} и Sr^{90} в зависимости от напряжения на камере. Измерение выполнено непосредственно с анодной проволокой на осциллографе с $R_{in} = 50 \text{ Ом}$.

лавинообразования приводит к зависимости амплитуды сигналов от места образования первичной ионизации. Видно, что с увеличением напряжения наблюдается

камер с шагом анодных проволок $s = 2 \text{ мм}$ и расстоянием анод-катод $z_0/2 = 2 \text{ мм}$, а зависимости (б) - для камер с $s = 1 \text{ мм}$ и $z_0/2 = 1.5 \text{ мм}$. На Рис.6 приведены амплитудные спектры прошедших через камеру β -частиц (левые) и γ -квантов, поглотившихся в газовом зазоре камеры (правые)

[8, 9]. При напряжении на камере 2.2 кВ амплитудный спектр от Sr^{90} имеет форму распределения Ландау, а спектр от Fe^{55} определяет энергетическое разрешение камеры, равное 21%. С ростом

напряжения пропорциональность сигналов быстро нарушается. Непрерывное, но отличное по характеру изменение формы амплитудных спектров, полученных от разных источников, тем не менее, начиная с напряжения 3.5 кВ, завершается практически полным их совпадением. Причем амплитудный разброс последних спектров равен 10%, а газовое усиление при этом превышает $2 \cdot 10^7$. Для камеры с анодными проволоками диаметром 50 мкм амплитудные спектры, измеренные от источников Sr^{90} и Fe^{55} , приведены на Рис.7. Наличие вокруг анодной проволоки большой области

поглощения приводит к зависимости амплитуды сигналов от места образования первичной ионизации. Видно, что с увеличением напряжения наблюдается

уширение амплитудных спектров. Причем форма спектров от источника Fe^{55} приближается к форме, характерной для плоских лавинных детекторов. Камера имеет протяженное плато эффективности (1000В), высокую скорость счета ($10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$)

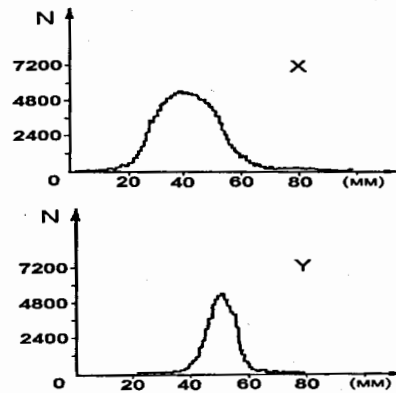


Рис. 9: Профиль пучка по координатам X и Y. Скорость счета 10^7 частиц/сек.

дилось на пучке ускорителя У - 70. На Рис.9 показано распределение частиц пучка по X и Y координатам для предельной интенсивности на канале 4 А [10]. Интенсивность пучка составляет 10^7 с^{-1} , при которой эффективность регистрации равна 98 %. Впоследствии выяснено, что понижение эффективности связано с большим коэффициентом газового усиления ($\approx 4 \cdot 10^5$) в камере и обусловлено влиянием пространственного заряда. Повышение чувствительности усилителей позволило уменьшить газовое усиление до значения $\approx 2 \cdot 10^5$ и достигнуть эффективности, равной 99.6 %. Отсюда следует, что для пучковых камер установки ИСТРА - М предел по скорости счета не достигнут.

Показано, что новые координатные камеры способны работать при больших потоках частиц, иметь хорошие временные характеристики и при этом содержать малое количество вещества на пути регистрируемых частиц.

Что касается характеристик камер с диэлектрической пленкой, работающих на установке ANKE, то они подробно описаны в диссертации и в работах [3, 4, 5, 6, 7]. Регистрационные характеристики скоростных камер с диэлектрической пленкой с запасом удовлетворяют требованиям экспериментов.

Четвертая глава посвящена использованию проволочных детекторов нового типа в экспериментах ИСТРА-М на ускорителе У-70 (Протвино) и ANKE на ускорителе COSY (НЦ Юлих, ФРГ).

На вторичном пучке 4А ускорителя У-70 с максимальной интенсивностью 10^7 с^{-1}

и может работать в пропорциональном режиме, что иллюстрируется амплитудными спектрами при напряжении 2.8 кВ. Рис.8 отражает изменение средней амплитуды сигнала на аноде камеры от источников Fe^{55} и Sr^{90} в зависимости от напряжения на камере. Видно, что с изменением напряжения меняется характер газового усиления, который начиная с напряжения 3,3 кВ проявляется более резким ростом. Исследование загрузочных характеристик пучковых камер проводилось

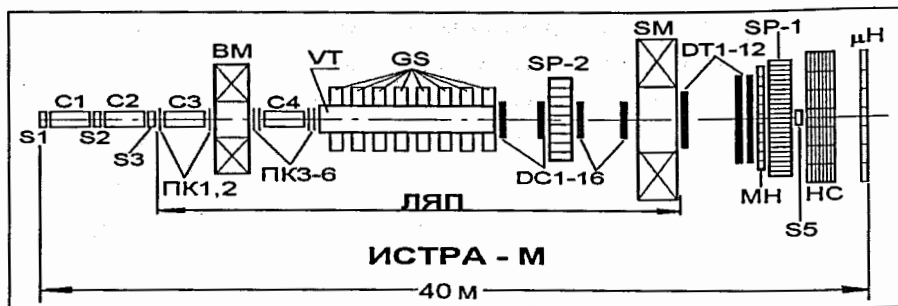


Рис. 10: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ИСТРА - М. $S1 \div 3, S5$ - сцинтилляционные счетчики; $C1 \div 4$ - газовые черенковские счетчики; BM, SM - пучковый и спектрометрический магниты; $PK1 \div 6$ - пучковые пропорциональные камеры; VT - распадный объем; GS - охранный система; $SP1$ - электромагнитный калориметр; $SP2$ - электромагнитный калориметр с центральным окном $30 \times 30 \text{ см}^2$; $DC1 \div 16$ - дрейфовые камеры; $DT1 \div 12$ - дрейфовые трубки; MH - матричный годоскоп; HC - адронный калориметр; μH - мюонный годоскоп.

совместными усилиями ИЯИ РАН (Пахра), ЛЯП ОИЯИ (Дубна) и ЕрФИ (Ереван) в 1992 году создана и запущена автоматизированная многоцелевая установка ИСТРА-М для изучения редких распадов π^- и K^- мезонов [11]. Схема экспериментальной установки ИСТРА-М представлена на Рис.10. Организация работ по созданию установки и проведению на ней исследований со стороны ЛЯП ОИЯИ была возложена на автора диссертации. Вклад ЛЯП ОИЯИ в установку ИСТРА-М отмечен на Рис.10.

Для исследования редких распадов K^- -мезонов, проводимых на ускорителе У-70, разработаны, изготовлены и запущены в работу 10 высокоскоростных пучковых камер, 16 дрейфовых камер [12], а также распадный объем с охранной системой, которые обеспечили экспериментальной установке совершенно новые качества. Включение в установку быстрых пучковых камер $PC1 \div 6$ позволило поднять интенсивность пучка ($\pi+K$)-мезонов с $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ до максимально возможной 10^7 с^{-1} и совместно с магнитом BM обеспечить измерения импульса и координат пучковых частиц.

Первичные частицы — пионы и каоны, с суммарной интенсивностью 10^7 с^{-1} , проходят через сцинтилляционные совпадательные счетчики $S1 - S4$ пучковой части установки и распадаются в распадном объеме VT . Нераспавшиеся частицы

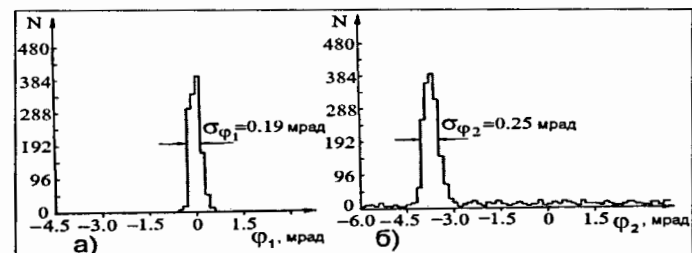


Рис. 11: Распределение разности углов влета частицы в магнит и вылета из него: а) — магнитное поле выключено; б) — магнитное поле включено. $\sigma_{beam} = \sqrt{\sigma_{\phi_2}^2 - \sigma_{\phi_1}^2} = 0.17 \text{ mrad}$, $\delta p/p = 4.6\%$, $p = 25 \text{ ГэВ/с}$.

попадают в антисовпадательный сцинтилляционный счетчик $S5$. Пороговые черенковские счетчики $C1 - C4$ служат для надежного определения сорта первичных частиц. Вакуумированный распадный объем VT с майларовыми торцевыми окнами 100 мкм и боковыми стенками из 3-мм дюраля имеет длину 9 м и диаметр

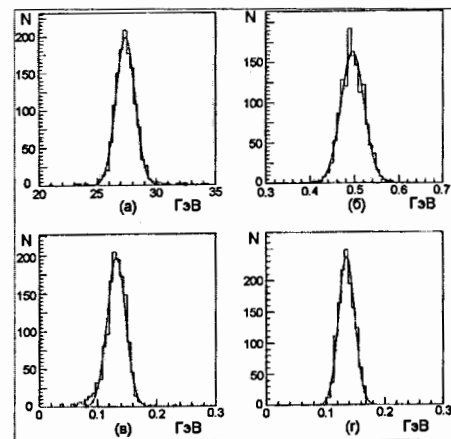


Рис. 12: Распределения (для распада $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$): (а) - по импульсу K^- -мезона; (б) - по массе K^- -мезона; (в) - по недостающей массе π^0 -мезона; (г) - по эффективной массе $2\text{-}\gamma$ -квантов.

33 см. Он окружен 8 кольцами охранной системы GS , которая совместно с охранным спектрометром $SP2$ регистрирует частицы, не попавшие в телесный угол, перекрытый электромагнитным калориметром $SP1$. Магнитный спектрометр, предназначенный для измерения импульсов вторичных частиц, состоит из магнита с апертурой $(2 \times 1) \text{ м}^2$ и полем 1 Т , 16 плоскостей дрейфовых камер, расположенных перед ним, и 16 плоскостей дрейфовых трубок, находящихся за магнитом. За последней плоскостью дрейфовых трубок установлен матричный сцинтилляционный годоскоп MH , предназначенный для триггерного отбора событий по числу вторичных заряженных частиц. Для определения координат и энергии γ -квантов за магнитным спектрометром и годоскопом используется электромагнитный калориметр $SP1$. Он имеет размеры $(1,2 \times 1,2) \text{ м}^2$ и состоит из 576 блоков свинцового стекла размерами $5,2 \times 5,2 \times 25 \text{ см}^3$. За ним расположен годоскопический адронный калориметр HC и матричный мюонный годоскоп (иден-

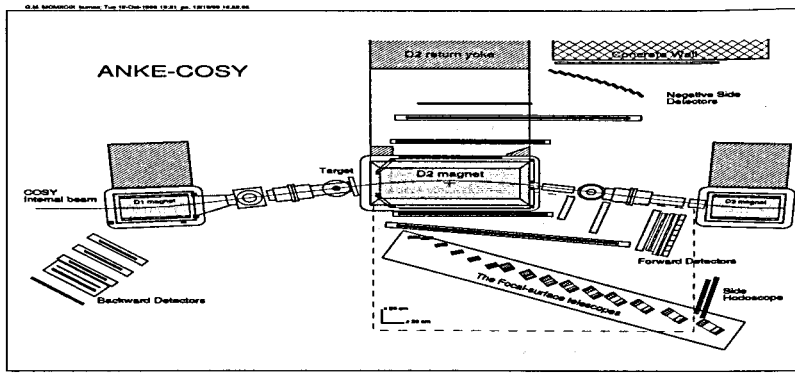


Рис. 13: Трековая система переднего спектрометра установки ANKE.

тификатор) MH . Калориметры и мюонный детектор имеют в своей центральной части отверстие для прохождения частиц пучка.

Использование в установке охранной системы VT с вакуумным распадным объемом, черенковского спектрометра полного поглощения $SP2$ и координатных детекторов $PC(1 \div 6)$, $DC(1 \div 16)$ обеспечило подавление фоновых процессов и надежное определение вершины распада исследуемых K -мезонов с точностью по X и Y координатам $\sigma_{x,y} = 450$ мкм, по Z – координате $\sigma_z = 10$ мм. Точностные характеристики трековой системы продемонстрированы на примере восстановления $K_{\pi 2}$ распадов (Рис.12) [12, 13, 14]. В диссертации приведены этапы выделения распада $K^- \rightarrow \mu^- \nu \pi^0$ и результаты измерения его формфакторов [15]. Анализ ≈ 3000 событий $K_{\mu 3}$ -распада дал следующие значения этим коэффициентам:

$$\lambda_+ = 0.029 \pm 0.024; \quad \lambda_0 = 0.062 \pm 0.024. \quad (1)$$

Значения λ_+ согласуются с существующими экспериментальными данными, в то время как значение $\lambda_0 = 0.004 \pm 0.007$, приводимое *ParticleDataGroup*, отличается от измеренного на установке ИСТРА-М. Данные по параметру λ_0 в разных экспериментах не согласуются друг с другом, а некоторые теоретические модели предсказывают отличное от нуля значение λ_0 . Ситуация с параметром λ_0 требует дальнейшего экспериментального изучения.

Для эксперимента *ANKE*, проводимого на внутреннем пучке ускорителя *COSY* (НЦ Юлих, ФРГ) по изучению реакций $pp \rightarrow pp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$, изготовлены и введены в работу на переднем магнитном спектрометре 6 принципиально новых высокоскоростных двухкоординатных детекторов с большой чувствительной площадью [4, 7]. Высокое разрешение по X и Y координатам, равное $\sigma_{x,y} = 1$ мм, позволило обеспечить импульсное разрешение для вторичных заряженных частиц на уровне

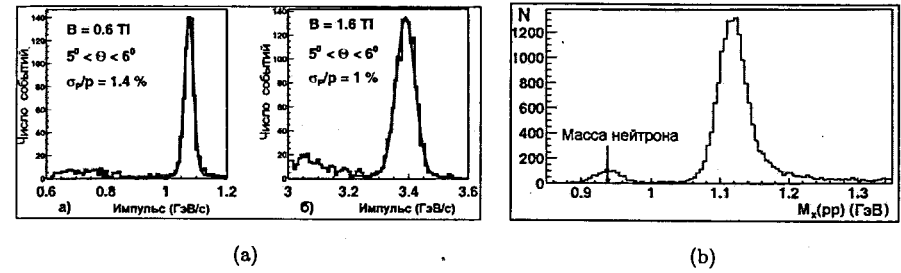


Рис. 14: а) Спектры импульсов для протонов: а) $T_p = 0.5$ ГэВ и б) $T_p = 2.65$ ГэВ. б) Спектр недостающей массы в реакции $pd \rightarrow ppX$ при энергии протонов 0.7 ГэВ.

$\sigma_p/p = 0.85\%$ и $\sigma_p/p = 0.95\%$ при энергиях $T_p = 2.0$ и 2.65 ГэВ соответственно. На Рис.14(а) приведены резкие пики в импульсном спектре, отвечающие упругому рассеянию протонов с энергиями 0.5 и 2.65 ГэВ.

Импульсное разрешение спектрометра определялось по рассеянному протону в узком угловом интервале, благодаря слабой зависимости его импульса от угла вылета. Для протонов из реакции $pp \rightarrow pp$, измеренной при энергии пучка $T_p = 0.6$ ГэВ и в магнитном поле 1,6 Т, экспериментальное разрешение $\sigma(M_{pp}^X) = 17.5 \pm 0.7$ МэВ. Спектр недостающей массы в процессах $pd \rightarrow ppX$ при энергии пучка 0.7 ГэВ показан на Рис.14(б). Протонные пары выделялись по разности времен пролета. На спектре хорошо виден пик при значении, близком к массе нейтрона, что указывает на принадлежность данных событий к редкому процессу $pd \rightarrow ppn$, сопровождающемуся испусканием быстрой протонной пары.

В пятой главе рассматриваются физико-технические ограничения на предельную загрузку узкоазорных пропорциональных камер [16].

В широкоазорных пропорциональных камерах размеры эффективной области лавинообразования равны примерно диаметру анодной проволоки. Поэтому головка развивающейся лавины практически достигает поверхности анода. С ростом интенсивности регистрируемого потока частиц наблюдается уменьшение газового усиления из-за увеличения электрического поля ионов, ослабляющего поле вблизи анода.

В узкоазорных камерах, в силу некоторых отличительных особенностей распределения электрического поля и высокой плотности первичной ионизации в рабочем газе, а также высокой скорости дрейфа электронов, влияние пространственного заряда на газовое усиление при высоких скоростях счета имеет иной характер.

В первой части главы анализируются требования к геометрии скоростных камер для обеспечения минимального времени сбора зарядов на соответствующие электроды. Это достигается уменьшением шага анодных проволок и межэлектродного расстояния, т.е. уменьшением размера ячейки. При этом сокращается время дрейфа положительных ионов к катоду, ослабляется влияние пространственного заряда на поле анода.

Время сбора ионов на катод камеры может быть определено из выражения, полученного автором,

$$t_i = \frac{\epsilon_0 s Z_0}{\mu_i C U_K} \left(1 - \frac{s \cdot \ln 2}{\pi Z_0} \right), \quad (2)$$

из которого следует, что время дрейфа ионов пропорционально площади сечения ($s \cdot Z_0$) ячейки камеры (s -шаг анода, $Z_0/2$ -расстояние анод-катод). Уменьшая ячейки, можно сократить время дрейфа ионов, но проблема влияние пространственного заряда останется. Влияние поля ионов на поле анода будет ничтожным, если за время, равное среднему интервалу между частицами пучка плотностью $10^7 \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, ионное облако продрефует к катоду на расстояние 100 мкм. Но для этого ионы должны обладать очень высокой скоростью дрейфа $v_i \geq 10^5 \text{ cm/c}$. Из данных, приведенных в диссертации, при $E/p \approx 190 \text{ В/см Тоор}$, где $E = 1.43 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, скорость дрейфа ионов $v_i \approx 3.75 \cdot 10^4 \text{ cm/c}$, а их подвижность $\mu_i \approx 0.26 \text{ cm}^2/\text{cВ}$. Подставив значение подвижности в выражение (2), получим, что смещение ионов на 100 мкм происходит примерно за 300 нс. Это превышает средний интервал между частицами пучка, который, имея статистический характер, может изменяться как в большую, так и в меньшую стороны.

Следовательно, рост скорости дрейфа ионов при уменьшении размеров ячейки недостаточен для устранения эффекта пространственного заряда. Действительно, согласно исследованиям, проведенным группой Дж. Фишера² на макетных камерах при газовом усилении $\approx 6 \cdot 10^4$, было обнаружено, что в камере с шагом анода $s = 1.27 \text{ мм}$, расстоянием анод-катод $Z_0/2 = 1 \text{ мм}$ и $r_a = 5 \text{ мкм}$ амплитуда на аноде падает на 10% при интенсивности $10^7 \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ и на 16% при $2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. В то же время для камеры с $s = 0.79 \text{ мм}$, $Z_0/2 = 0.635 \text{ мм}$ и $r_a = 4 \text{ мкм}$ никакого влияния пространственного заряда не наблюдалось вплоть до загрузок $10^8 \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Согласно нашим измерениям, при коэффициенте газового усиления $\approx 4 \cdot 10^5$ в камерах с $s = 1 \text{ мм}$, $Z_0/2 = 1.5 \text{ мм}$ и $r_a = 10 \text{ мкм}$ эффективность падала с 99.6% только до 98% при интенсивности $\approx 10^7 \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [9]. Из этих данных следует, что за быструю эвакуацию ионов из области лавины к катоду ответственен какой-то иной механизм, за счет которого ионы удаляются на расстояние $\geq 100 \text{ мкм}$

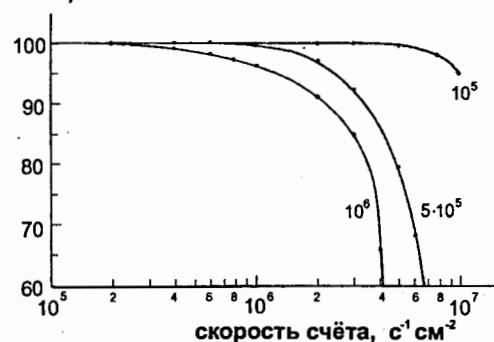
²J. Fischer et al. Nucl. Instr. and Meth., A238, 1985, p.249

буквально за несколько наносекунд. Подробно этот процесс рассмотрен в седьмой главе диссертации.

С уменьшением размера ячейки реализуются еще два фактора, уменьшающие влияние пространственного заряда на скорость счета примерно в k^2 раз. Первый фактор k возникает из-за сокращения толщины газа, что приводит к уменьшению ионизация на одну частицу потока пучка, и предельное значение пространственного заряда достигается при большей загрузке. Второй фактор k возникает из-за роста числа анодных проволок на единицу площади и понижения потока частиц на одну проволоку.

Создание узкозазорных камер с малым шагом сигнальных электродов ограничено как геометрическими размерами ячейки, так и статистическим характером

$A/A_0, \%$



процесса ионизации. Невозможно беспредельно уменьшать шаг анодных проволок. Например, при шаге $\leq 0.5 \text{ мм}$ и диаметре проволоки 20 мкм электрическое поле в камере начинает выравниваться и многопроволочная камера превращается в плоский счетчик.

Уменьшение зазора ограничено требованием эффективности счета порядка 99.6% для регистрации минимально ионизирующих частиц в газе при атмосферном давлении. Для этого необходимо

Рис. 15: Зависимость амплитуды сигналов от скорости счета в узкозазорной камере при различных значениях газового усиления.

иметь не менее $N = 6$ одиночных кластеров первичной ионизации ($\eta = 1 - e^{-N}$). Следовательно, минимальная толщина газового зазора зависит от средней плотности первичной ионизации в газовой смеси камеры.

Таким образом, верхний предел плотности потока частиц для заданного падения амплитуды сигнала, обусловленного зарядом ионов, сильно зависит от размеров ячейки камеры. Эта зависимость приблизительно обратно пропорциональна 4-й степени размера ячейки, т.е. уменьшение размеров ячейки в 2 раза позволит увеличить поток регистрируемых частиц почти в 16 раз.

В узкозазорных камерах с анодными проволоками диаметром 20 – 50 мкм из-за высокой плотности первичной ионизации в газе CF_4 ($\approx 40 \text{ кл/см}$), большой области лавинообразования и высоких значений ионизационных коэффициентов

развитие лавины прекращается, не достигая анода $\approx 5 \div 20$ мкм во всем диапазоне рабочего напряжения на камере. Это подтверждается оценками величины газового

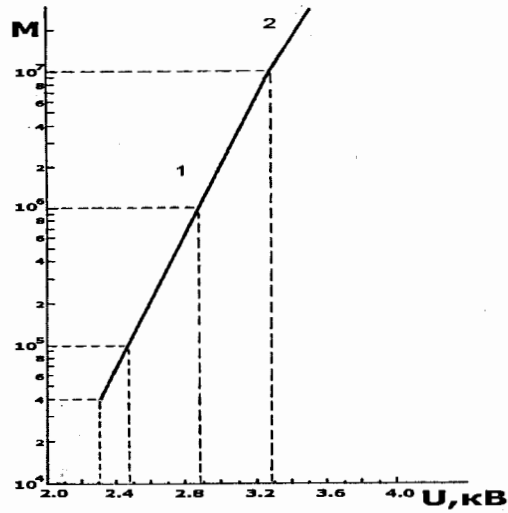


Рис. 16: Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения в узкозазорной камере.

усиления в камере. Чем больше газовое усиление, тем дальше от анода образуется критический заряд ионов, и тем большая область вокруг анода будет экранирована. Частицы, попавшие в камеру в течение времени экранирования, не смогут создать лавины. Значит скорость счета камеры должна быть в сильной зависимости от газового усиления в ней, что подтверждается измерениями, приведенными на Рис.15. Поэтому определение зависимости скорости счета от величины пространственного заряда проводится с учетом особенностей развития лавины в узкозазорных камерах. Зависимость газового усиления M от напряжения на камере U_K (Рис.16) определена из амплитудных характеристик, приведенных на Рис.8. Условие прекращения развития лавины в узкозазорной камере при нарастании поля пространственного заряда можно записать в виде:

$$E(z) - |E_i| = E_{\text{пор.}}, \quad (3)$$

где $E(z)$ - внешнее поле вблизи головки лавины, которое для упрощения модели направлено по оси z из центра анодной проволоки к катоду; E_i - поле пространственного заряда, направленное вдоль оси z к аноду; $E_{\text{пор.}} = 2 \cdot 10^4$ В/см - пороговое значение внешнего поля, выше которого в газе CF_4 развивается электронная лавина.

усиления и приведенными в диссертации экспериментальными результатами [17]. В данном случае из-за быстрого уменьшения потенциала пространственного заряда с расстоянием его влияние на потенциал анода будет существенно меньшим, чем на распределенный потенциал источника питания в области головки лавины. Если внешнее поле на длине ионизации перед головкой лавины будет компенсировано полем пространственного заряда до пороговой величины, то развитие лавины прекратится. Место остано-

Используя выражение для плотности ионного заряда в лавине³

$$\rho = \frac{\epsilon_0 q N}{\mu_i C U_K}, \quad (4)$$

где q - заряд в лавине, N - скорость счета на анодной проволоке в единицу времени, запишем выражение для поля пространственного заряда E_i :

$$E_i = \frac{n_0 M e N_1 l}{2 \mu_i C U_K}, \quad (5)$$

где $N_1 = N/l$ - скорость счета на единицу длины анодной проволоки длиной l , заряд ионов представлен в виде $q = n_0 M e$, где n_0 - число электронов ионизации, M - коэффициент газового усиления.

Подставив выражение (5) в (3) и используя установленную уравнением прямой на Рис.16 связь между коэффициентом усиления M и напряжением на камере U_K , получим окончательное выражение зависимости скорости счета на единицу длины анодной проволоки от величины газового усиления

$$N_1 = \frac{2 \mu_i C [1.77 \cdot 10^2 (B) \ln(\frac{M}{M_0}) + U_0]}{n_0 M e l} [E(z) - E_{\text{пор.}}], \quad (6)$$

где l - длина анодной проволоки, а $E(z)$ определяется выражением

$$E(z) = \frac{C [1.77 \cdot 10^2 \ln(\frac{M}{M_0}) + U_0]}{2 \epsilon_0 s} \left(\tanh \frac{\pi z}{s} \right)^{-1}, \quad (7)$$

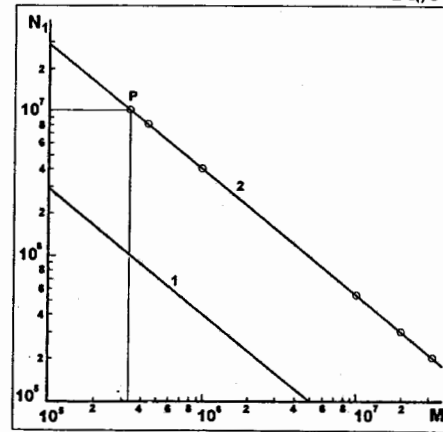


Рис. 17: Зависимость предельной скорости счета от величины газового усиления в узкозазорной камере.

где C - емкость на единицу длины анодной проволоки. Из соотношения (6) видно, что для повышения скорости счета необходимо использовать газ с высокой подвижностью ионов, уменьшать зазор между электродами камеры для снижения первичной ионизации, работать с минимально возможным газовым усилением и, наконец, использовать в камере более толстую проволоку, чтобы иметь большее значение ем-

кости на единицу ее длины, или, что то же самое, обеспечить высокую плотность зарядов на анодных проволоках

-($C \cdot U_K$). Из этих условий следует, что многопроволочная камера в пределе переходит в лавинный плоский детектор, скорость счета которого равна⁴ $2 \cdot 10^9$ с⁻¹ см⁻².

³G.C. Smith, E. Mathieson, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-34, No.1, p.410.

⁴G. Gaukler et al. NIM, 141, 1977, p.115

Геометрические параметры камеры в неявном виде содержатся в удельной емкости и напряженности электрического поля камеры. На Рис.17 приведены две зависимости предельной скорости счета от величины газового усиления. Обе получены из выражения (6) для камеры с $s = 1$ мм и $Z_0/2 = 1.5$ мм. Прямая 1 соответствует зависимости скорости счета на сантиметр анодной проволоки от величины газового усиления в камере. Зависимость 2 отражает скорость счета, приведенную на 1 см^{-2} камеры. Светлые точки на линии 2 соответствуют экспериментальным измерениям при постоянном потоке с плотностью $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Точка P на прямой 2 соответствует предельному газовому усилению, при котором камера способна эффективно работать при загрузке $10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Из сравнения экспериментальных и расчетных результатов следует, что выражение (6) хорошо отражает поведение предельной скорости счета узкоазорных камер в зависимости от газового усиления. Из выражения (6) вытекает очень важное следствие – суммарный заряд, образующийся в единицу времени на единицу площади камеры, равный произведению предельной скорости счета на коэффициент газового усиления и умноженный на единицу заряда, есть величина постоянная. В нашем случае заряд равен $N_1 \cdot M \cdot e \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{ Кл с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Превышение этого значения увеличением загрузки или газового усиления, приведет к насыщению и ограничению скорости счета.

В шестой главе приведены экспериментальные результаты и анализ особенностей развития электронной лавины в узкоазорных камерах в режиме большого газового усиления.

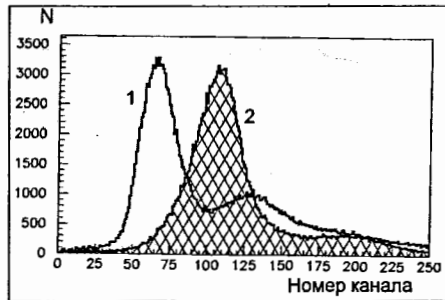
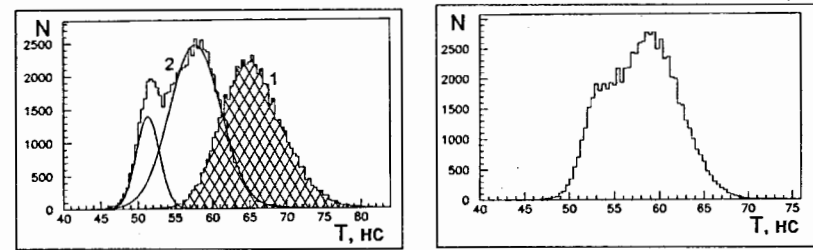


Рис. 18: Амплитудное распределение сигналов. Газовая смесь $83\% \text{ CF}_4 + 17\% \text{ C}_4\text{H}_{10}$. $U_k = 3.8 \text{ кВ}$; 1 – спектр катодных сигналов, ослабленный на 40 дБ; 2 – спектр анодных сигналов, ослабленный на 40 дБ.

Изменения в поведении лавины вызваны процессами, развитие которых ответственно за



(a) 1 – $U_{cA} = 2400 \text{ В}$, 2 – $U_{cA} = 3700 \text{ В}$

(b) $U_{cA} = 3100 \text{ В}$

Рис. 19: Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях.

формирование стримера [19]. Поведение амплитудных спектров с изменением напряжения на камере показано на Рис.6. С напряжения 3.3 кВ на камере амплитуды сигналов начинают насыщаться. Амплитудный разброс анодных сигналов уменьшается и с напряжения 3.6 кВ разброс равен 10%. Сильное насыщение амплитуды указывает, что поле пространственного заряда сравнимо или даже превышает внешнее поле. С напряжения 3.6 кВ камера практически теряет чувствительность к первичной ионизации, а зарядовое усиление при этом превышает $2 \cdot 10^7$. Рост напряжения на камере до 3.8 кВ приводит к амплитудному скачку (Рис.18), который связывают с образованием стримера⁵. Следует заметить, что формы амплитудных распределений сигналов с анода и катода камеры различны.

На Рис.19(a),(b) приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Обращает на себя внимание сильное изменение формы распределений. Спектр, полученный при 2400 В, описывается распределением Гаусса и свидетельствует, что распределение электронов по скоростям близко к максвелловскому. Распределение, полученное при напряжении 3.7 кВ, показывает явное нарушение максвелловского распределения и появление в лавине быстрых и медленных электронов. Разделение электронов по скоростям начинается с напряжения 3.0 кВ и усиливается с его повышением. Описывая спектр 2 на Рис.19(a) двумя распределениями Гаусса, получим число быстрых электронов, которое составляет $\approx 30\%$ от общего числа в лавине.

С ростом газового усиления в камерах с газовой смесью $80\% \text{ CF}_4 + 20\% \text{ C}_4\text{H}_{10}$ длительность анодных сигналов уменьшается с 25 – 30 нс до 5 нс. Аналогичная ситуация проявляется в работе камер, исследованных группой Г. Шарпака⁶.

Приведенные выше основные характеристики сильноточного режима вызыва-

⁵Г.Д. Алексеев и др. ЭЧАЯ. Том 13, вып.3, 1982.

⁶S. Majewski et al. Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 265.

ют ряд вопросов, поэтому целесообразно было провести более детальное исследование работы таких камер в области, исходной для перехода лавины в стример. Измерения проводились с помощью радиоактивных источников Sr^{90} и Fe^{55} . Исследовались индуцированные сигналы с одной анодной проволоки, с двух соседних с ней анодных проволок, выполняющих роль контрольных проволок (КП) и расположенных слева и справа от рабочей анодной проволоки, и с объединенных катодных плоскостей. Сигналы с КП измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Измеряемые сигналы поступали на осциллограф TDS 380 через согласованные на обоих концах коаксиальные кабели с волновым

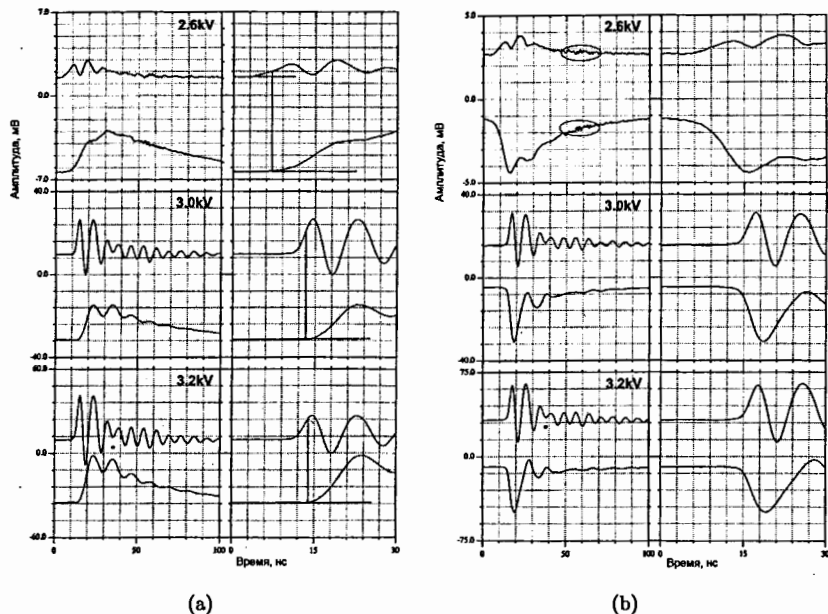


Рис. 20: а) Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с катода. б) Осциллограммы сигналов с контрольных проволок (верхние) и с анода. Газовая смесь 90% CF_4 + 9.88% C_4H_{10} + 0.12% Hg . Напряжение на камере указано на осциллограммах. Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ.

сопротивлением 50 Ом. Время распространения сигналов с катода, анода и КП до входа в осциллограф выравнено и равно (50 ± 0.1) нс.

Измерения проводились для 6 различных газовых наполнений камеры. В процессе изучения обнаружено, что начиная с газового усиления $> 10^5$ сигнал с катода камеры начинает появляться с задержкой относительно сигналов на аноде и контрольных проволоках (Рис.20(а)). Аналогичная зависимость в большей или меньшей степени имеет место для других газовых составов [10].

На Рис.21 приведены наложенные друг на друга осциллограммы, взятые из Рис.20(а) и Рис.20(б), измеренные на аноде, катоде и контрольных проволоках в газовой смеси 85% CF_4 + 13% C_4H_{10} + 2% $CO(CH_3)_2$ при напряжении на камере 3,2 кВ, которые отражают временную корреляцию сигналов относительно друг друга. На Рис.20(а) и Рис.21 хорошо видно, что катодный сигнал появляется после достижения анодным сигналом своего половинного значения. Кроме того, электронная лавина в целом находится в колебательном состоянии, причем частоты колебаний на анодном и катодном сигналах совпадают. Направление движения поляризованного зарядового сгустка при его колебаниях

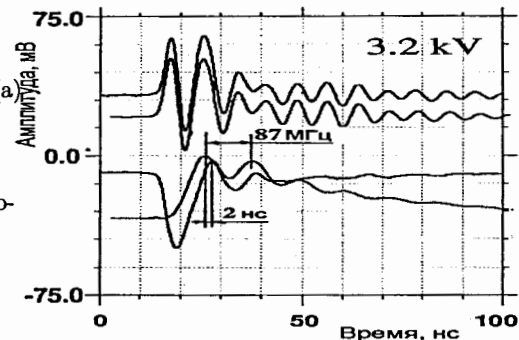


Рис. 21: Осциллограммы сигналов с анода, катода (нижние) и с контрольных проволок (верхние) в газовой смеси 85% CF_4 + 13% C_4H_{10} + 2% $CO(CH_3)_2$. Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ.

определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно. Совместные колебания противоположных зарядов во внешнем электрическом поле с одинаковой фазой означают, что они связаны собственным полем, превосходящим внешнее поле в области расположения лавины. Поэтому движение электронов и ионов взаимно экранируются [10]. Из Рис.21 видно, электроны экранируются от катода ионным сгустком, ионы – от анода электронным. Поэтому наведенный заряд на аноде создается только электронами, а на катоде – ионами. На этой стадии изменение сигналов на аноде и катоде обязано, в основном, протекающим в камере токам смещения, вызванным поляризацией электродов изменяющимся электрическим полем колеблющихся зарядов.

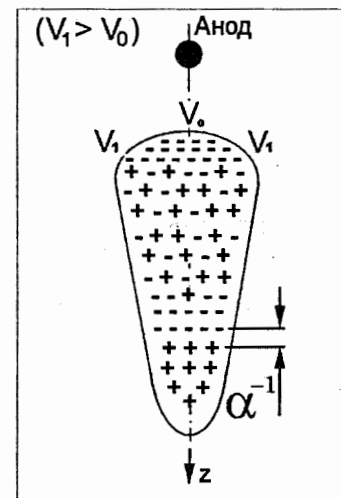


Рис. 22: Распределение заряда в лавине при образовании диполя. Сравнение моментов времени появления сигналов на аноде и контрольных проволоках показывает, что во всем диапазоне изменения напряжения на камере они образуются

одновременно (см. Рис.20(b)).

Задержка индукции на катоде связана тем, что в плотной лавине основная часть электронов медленные. Ионы и электроны перекрываются и дрейфуют в противоположных направлениях. При достаточной плотности лавины, дрейф приведет к появлению поля, вызванного разделением зарядов (поля поляризации), что эквивалентно некоторому диполю с зарядами $N_e \approx N_i$, расположенными на расстоянии ионизационной длины α^{-1} (Рис.22). Внешнее поле E_0 в центре диполя ослабится до нуля, когда поле, созданное в нем электронными и ионными зарядами по отдельности $E_1 = eN_e \cdot 4\alpha^2 / (4\pi\epsilon_0)$, достигнет значения $E_0/2$. Это произойдет, когда число электронов в лавине вырастет до $N_{cr} = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2)$. Исходя из равенства $E_0 = 2E_1$, выразим напряженность внешнего поля через плотность лавины $E_1 = 4\pi n_e e \alpha^{-1}$:

$$E_0 = 2E_1 = 2 \frac{4\pi n_e e \alpha^{-1}}{4\pi\epsilon_0} = \frac{2n_e e}{\epsilon_0 \alpha}. \quad (8)$$

Подставив это выражение в N_{cr} , получим "постоянную" для образования диполя, т.е. отношение плотности электронов в лавине к коэффициенту ионизации всегда равно критическому числу электронов:

$$N_{cr} = \pi n_e / \alpha^3. \quad (9)$$

Физический смысл полученного критерия состоит в следующем. Диполь образуется только в том случае, если в объеме лавины, равном $\alpha^{-3} \text{ см}^3$ число электронов $N_e \geq N_{cr}$. При выполнении данного критерия прекращается дрейфовый ток через камеру, электроны тормозятся и связываются ионами, создаются благоприятные условия для образования во фронте лавины "быстрых" электронов, т.е. создаются необходимые условия для формирования в электронной лавине двойного зарядового слоя и проявления процессов обеспечивающих лавинно-стримерный переход. Для узкозазорной камеры, с газовым наполнением 80% CF_4 + 20% C_4H_{10} , $N_{cr} \approx 2,2 \cdot 10^4$.

Отсутствие индукции на катоде приводит к прекращению тока через внешнюю цепь. Сигналы на аноде и КП образуются благодаря диффузионному току, который стремится устранить градиент плотности, характерный для лавин. Диффузионный ток,

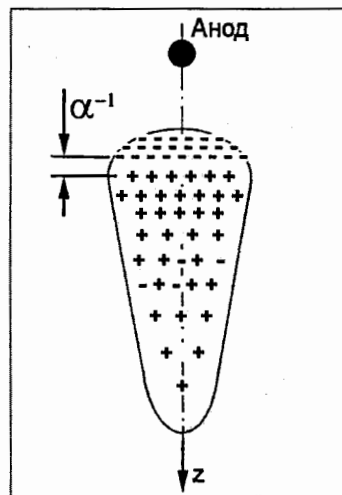


Рис. 23: Схематическое очертание и распределение зарядов в лавине к моменту окончания диффузионного тока.

вызываемый перераспределением электронов в направлении к аноду, приведет к разрушению диполя. Так как в центре электронных зарядов распределенный потенциал источника V_0 ослаблен потенциалом электронов, то они диффундируют из объема лавины и центральной области к периферии головки лавины с потенциалом V_1 , где более низкая плотность и сильнее электрическое поле ($V_1 > V_0$, Рис.22). В результате очертание лавины и распределение зарядов можно представить схематически, как показано на Рис.23. Таким образом к моменту окончания диффузионного тока головка лавины, содержащая основную плотность зарядов, под влиянием внешнего поля будет представлять собой поляризованный плазменный сгусток, в котором произошло локальное разделение зарядов.

Электрические характеристики поляризованного сгустка и его влияние на внешнее поле оценивались с помощью следующих уравнений.

Значение электрического поля в точках ячейки камеры определялось из выражений [1]:

$$E_{0x} = \frac{2\pi U_0}{z_0 C_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\sinh[\pi(y - ks)/z_0] \cos \pi x/z_0}{\cosh[2\pi(y - ks)/z_0] - \cos 2\pi x/z_0}, \quad (10)$$

$$E_{0y} = \frac{2\pi U_0}{z_0 C_0} \sum_{k=-m}^m \frac{\cosh[\pi(y - ks)/z_0] \sin \pi x/z_0}{\cosh[2\pi(y - ks)/z_0] - \cos 2\pi x/z_0}, \quad (11)$$

где

$$C_0 = \sum_{k=-m}^m \operatorname{arctanh} \left[\frac{\cos \pi r_0/z_0}{\cosh \pi ks/z_0} \right], \quad (12)$$

ось x направлена от проволоки к катоду, ось y - перпендикулярно к проволокам. Величина $2\pi\epsilon_0/C_0$ представляет собой удельную емкость проволоки.

Значения коэффициента ионизации в газе CF_4 при разной напряженности поля взяты из работы⁷. Для аналитического представления экспериментально измеренных значений α использовалась аппроксимация

$$\frac{\alpha}{N} = \left\{ A \cdot \frac{E(x, y)}{N} \cdot \exp \left(\frac{-B}{E(x, y)/N} \right) \right\} - 10, \quad (13)$$

где $A = 2,702 \cdot 10^{16} \text{ В}^{-1} \cdot \text{см}^3$, $B = 15,3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$, $N = 2,6868 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Коэффициент газового усиления в лавине вдоль траектории электрона определялся выражением:

$$M = \exp \int_{r_{sw}}^{r_{cr}} \alpha(E(x, y)) dx, \quad (14)$$

где $r_{sw} = 0,001 \text{ см}$ - радиус анодной проволоки, $r_{cr} = 0,016 \text{ см}$ - критический радиус, определяющий размеры области, в которой коэффициент ионизации $\alpha \geq 1$.

⁷L.G. Christophorou, and J.K. Olthoff, J.Phys. Chem. Ref. Data, V. 28, No. 4 (1999).

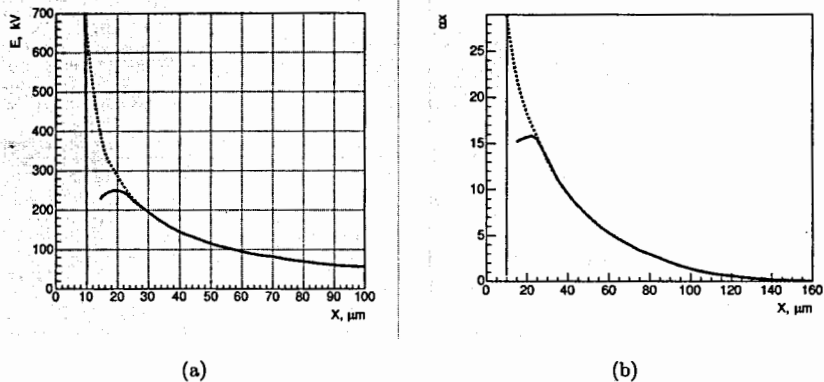


Рис. 24: а) Искажение электрического поля пространственным зарядом. б) Поведение $(\alpha \cdot x)$ в электрическом поле, искаженном пространственным зарядом.

Число заряженных частиц в лавине определялось из ее токовых характеристик (Рис.8). При $U_{ch} = 3800$ В амплитуда сигнала на нагрузке 50 Ом равна ≈ 185 мВ и число электронов в лавине составит $N_e = N_i = It/e \approx 1,2 \cdot 10^8$.

Оценка влияния пространственного заряда на развитие лавины проведена для лавины, представленной в виде двойного слоя [19], зарядовые поверхности которого имеют форму дисков с радиусом, равным радиусу лавины R_0 , и толщиной $t \ll R_0$. Расстояние между дисками порядка α^{-1} . Для точек на оси, нормальной к поверхностям двойного слоя и проходящей через их центры, напряженность поля определяется выражением:

$$E_x = \frac{|\sigma_-| - \sigma_+}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r_0^2}} \right]. \quad (15)$$

Поверхностная плотность зарядов равна $\sigma_+ = N_i e / \pi r_0^2$, $|\sigma_-| = 0,7 N_i e / \pi r_0^2$. Результат коррекции поля вдоль оси лавины показан на Рис.24(а). На Рис.24(б) приведена зависимость произведения $(\alpha \cdot x)$ от расстояния x , пройденного лавиной. Видно, что эффективная длина лавины $L_{avl} \approx 0,01$ см. Считая форму лавины конической, получим, что ее плотность $n_{e,i} \approx 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, а дебаевский радиус экранирования в ней $r_D = (T_e / 4\pi n_{e,i} e^2)^{1/2} \approx 10^{-5}$ см, где $T_e \approx 0,17 \text{ эВ}^8$ – средняя энергия электронов в газе CF_4 . Следовательно, радиус лавины и ее длина ($r_0 = 1,2 \cdot 10^{-2}$ см и $L_{avl} = 10^{-2}$ см) много больше $r_D = 10^{-5}$ см. Выполнение данных критериев означает, что в электронной лавине установился режим амби-полярной диффузии. Это позволяет считать лавину плазменным образованием. В

⁸L.G. Christophorou et al., J.Phys. Chem. Ref. Data, V. 25, No. 5 (1996).

новом состоянии между частицами лавины должны более интенсивно протекать процессы теплообмена, выравниваться значения ускорений во внешнем поле, резче проявляться зависимость в движении частиц относительно друг от друга.

Значение α_0 , при котором прекращается рост лавины, определялось из требования равенства выражения (14) числу электронов в лавине $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$. Данное число зарядов возникает при $\alpha_0 \approx 4900 \text{ см}^{-1}$. При числе кластеров ионизации, равном 15, значение $(\alpha \cdot x) \approx 15,9$ реализуется на расстоянии 0,00245 см от оси анода. Продвижение лавины к аноду еще на одну длину ионизации ($\approx 0,00016$ см) привело бы к росту числа электронов до $4 \cdot 10^8$. Но соответствующие этому значению амплитуды на аноде камеры не наблюдаются. При развитии лавины от одного электрона число $N_e \approx 1,2 \cdot 10^8$ достигалось при

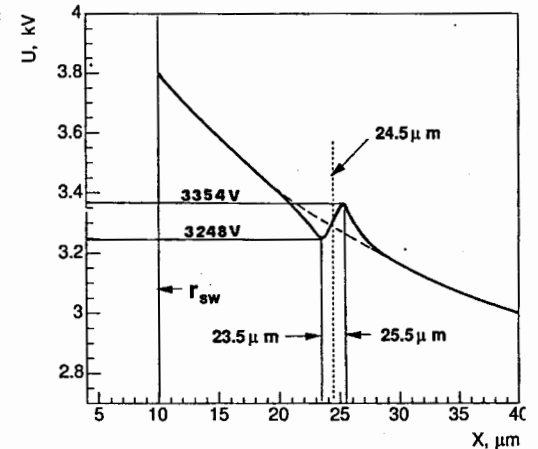


Рис. 25: Распределение потенциала в области лавины.

$(\alpha \cdot x) = 18,6$ на расстоянии 0,0019 см от оси анода. Следовательно, в любом случае, перед переходом лавины в стример развитие электронной лавины завершается, не достигая анода камеры. Прекращение развития лавины вдали от анода может служить объяснением высокой радиационной стойкости узкоазорных камер с газовой смесью 80% CF_4 + 20% C_4H_{10} . Несмотря на работу камер в интенсивных потоках заряженных частиц $\geq 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и большой концентрации в газовой смеси изобутана их радиационная стойкость достигает $\approx 10 \text{ Кл/см}^2$ и в 50 раз⁹ [9] превышает радиационную стойкость стандартных камер. Скачок потенциала на положительной поверхности двойного слоя, величиной $\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_- = [(\sigma_+ - \sigma_-)\alpha_0^{-1}] / 2\epsilon_0 = 155$ В, вызовет появление на кривой распределения потенциала "горба" и усилит поле в направлении катода, а поле в направлении к аноду ослабится. Графическая иллюстрация области расположения зарядовых слоев относительно анодной проволоки на кривой распределения потенциала (в пределах 0,004 см от оси анода) дана на Рис.25.

В седьмой главе рассматривается модель двойного зарядового слоя, предложенная автором для объяснения экспериментальных данных, полученных при ра-

⁹R. Henderson et al., IEEE Trans on Nucl. Sci., v.NS-35, No.1 (1988) 477.

боте узкоазорных камер в режиме большого газового усиления [19].

Учитывая направления полей, создаваемых зарядами относительно направления внешнего поля (Рис.26), запишем результирующие поля, находящиеся вонне непосредственно за ионным и электронным слоями, а также внутри двойного слоя:

$$E_1^- = E_0^- + E_- - E_+ = 1,1 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (16)$$

$$E_{\text{дв.сл.}} = E_0^{\text{ин}} - E_- - E_+ = -5,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}, \quad (17)$$

$$E_1^+ = E_0^+ + E_+ - E_- = 3,6 \cdot 10^5 \text{ В/см}. \quad (18)$$

где E_0^+ , E_0^- —значения внешнего поля вблизи ионной и электронной поверхностей,

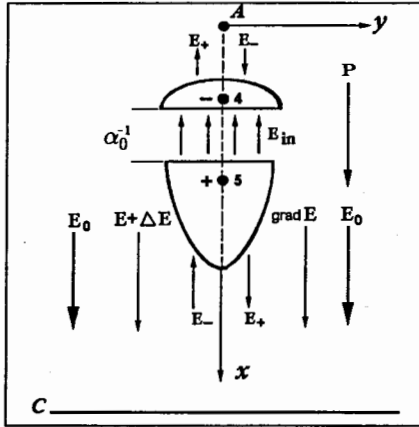


Рис. 26: Схема к расчету вынуждающей силы, действующей на поляризованный сгусток зарядов в неоднородном поле.

в направлении катода будет действовать сила, которую, согласно Рис.26, можно записать в виде:

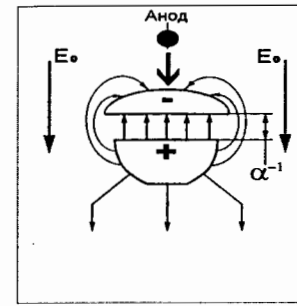
$$F_{xK} = (N_i - N_e) e E(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\Delta E}{\alpha} = (N_i - N_e) e E(x_4) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\partial E(x_5)}{\partial \alpha}, \quad (19)$$

где $\partial E(x_5)/\partial \alpha$ - производная вектора E по направлению α , совпадающему с направлением приращения вектора E . Из выражения (19) следует, что поляризованный плазменный сгусток, связанный собственным полем и находящийся в неоднородном электрическом поле, испытывает со стороны поля силовое воздействие и вытягивается в область более сильного поля (18), т.е. начинает движение в направлении к катоду.

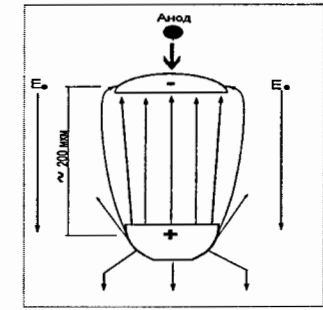
Кроме вынуждающей силы F_{xK} на поляризованный сгусток действует со стороны анода возвращающая сила F_{xA} и связывающая сила между слоями $F_{\text{дв.сл.}}$.

$E_+ = \sigma_+/2\epsilon_0$, $E_- = |\sigma_-|/2\epsilon_0$ —поля, образуемые ионным и электронным слоями соответственно, $E_0^{\text{дв.сл.}}$, $E_{\text{дв.сл.}}$ —внешнее и результирующее поля внутри двойного слоя. Значения электрических полей в лавине и вблизи ее зарядовых поверхностей отражают сильную неоднородность поля.

Пусть напряженность поля в центре тяжести отрицательной поверхности (точка 4, Рис.26) равна $E(x_4)$, а в центре тяжести положительной поверхности (точка 5) равна $E(x_4) + \Delta E$, где ΔE — приращение поля, вызванное скачком потенциала. Тогда на поляризованный сгусток в



(а)



(б)

Рис. 27: Двойной зарядовый слой: а) - качественное изображение силовых линий и полей в области двойного слоя; б) - силовые линии после смещения ионов к катоду.

Из-за инерции и удерживающего поля со стороны анода и радиальной составляющей поля ионного слоя, замкнутой на электронный слой со стороны анода (см. Рис.27(а)), электронное облако придет в движение с задержкой 2 нс (Рис.21). За 2 нс ионы сместятся к катоду примерно на $2 \cdot 10^{-2}$ см (см. ниже) и их вклад в величину поля, образуемого электронным слоем в области между ним и анодом, практически исчезнет (Рис.27(б)). В итоге поле за электронным слоем (с учетом слабого, но ослабляющего поля ионов) возрастет до $E_1^- = E_0^- + E_- \approx 3,2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

Движение ионного слоя к катоду вдоль убывающего внешнего поля ослабит действие вынуждающей силы (19). Возрастающая возвращающая сила F_{xA} , действуя на поляризованный сгусток, придаст ему ускорение и вернет в начальное положение. Из-за инерции он проскочит исходное положение. Затем процесс повторится, и поляризованный сгусток перейдет в колебательное движение вдоль внешнего поля.

Колебания поляризованного сгустка, имеющего две степени свободы, характеризуются двумя модами колебаний¹⁰. В первой моде зарядовые поверхности колеблются с одинаковой частотой и совершаются так, как если бы вынуждающая и возвращающая силы (4, 5) были меньше силы притяжения (6) между слоями. В таких условиях связь между зарядовыми поверхностями максимальна и колебания совершаются в фазе. Примерно через 20 – 25 нс в результате столкновений зарядов с нейтральными атомами и действия внешнего поля колебания затухают (Рис.21). Вторая мода колебаний реализуется, когда связь между зарядами начинает уступать вынуждающей силе.

¹⁰Стрелков С.П. Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964.

Колебания системы, связанной силами, характеризуются коэффициентом связанности

$$\sigma = \gamma_2 \frac{2\omega_e \omega_i}{|\omega_e^2 - \omega_i^2|} \quad (20)$$

Связанность двух систем заключается в том, что характер взаимодействия между системами определяет не только величина сил связи (γ_2), но и близость парциальных частот ($\omega_e; \omega_i$) друг к другу. Так как парциальные частоты зарядовых слоев должны быть близки к соответствующим плазменным частотам зарядов, то здесь имеется существенная расстройка на величину порядка $\sqrt{m_e/M_i}$. Это означает, что каждый слой колеблется со своей собственной частотой. Следовательно, в нашем случае, связанность системы определяется только величиной силы связи γ_2 , которая равна силе $F_{дв.с}$, действующей между зарядовыми слоями.

При относительно низкой плотности поляризованного сгустка его влияние на величину распределенного потенциала в области его расположения незначительно. Результирующие поля вблизи электронного и ионного слоев будут примерно одного порядка, но меньше, чем поле внутри двойного слоя. В этом случае связанные заряды колеблются как единая система. Такая ситуация реализуется в широком диапазоне напряжений на камере и хорошо видна на осциллограммах (Рис.20(а), (б)). С ростом плотности зарядов, поле на анодной стороне двойного слоя будет уменьшаться медленнее, чем нарастание поля на катодной, так как из-за малого расстояния между слоями примерно 30% ионов, замыкаясь на электроны со стороны анода (Рис.27(а)), усилят поле в этой области. В результате возрастает сила, удерживающая электроны. Торможение электронов сопровождается диффузией. Уменьшение плотности электронного слоя уменьшит поле между слоями, что позволит ионному слою начать отрываться от электронного под воздействием вынуждающей силы. В результате в колеблющейся системе начнет проявляться вторая мода колебаний, связанная с относительным движением колеблющихся поверхностей двойного слоя, которая определит дальнейшую судьбу развития разряда.

Во внешнем электрическом поле собственные колебания зарядов имеют электростатический характер. Действия на электронную поверхность противоположно направленных сил со стороны анода и положительной поверхности слоя создают условия для плазменных колебаний электронов, так как любое их смещение в продольном направлении приведет к появлению поля, стремящегося восстановить начальную структуру расположения зарядов. Частота колебаний при плотности электронов $n_e = 0,7 n_i = 5,74 \cdot 10^{14}$ равна $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2} = 13,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Колебательная скорость и амплитуда смещения электронов будут равны $u_e = e E_1/m\omega_e \approx 6,8 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $a_e = e E_1/m\omega_e^2 \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, где $E_1 = 5,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ – элект-

трическое поле разделения зарядов на длине α_0^{-1} . Ускорение, приобретаемое электроном при данных колебательных параметрах, составит $\ddot{x} = \omega_e^2 a = 9 \cdot 10^{20} \text{ см/с}^2$. Частота плазменных колебаний ионов $\omega_i = 2\pi f_i = 5,46 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ определяется из осциллограмм на Рис.21. Колебательная скорость и амплитуда смещения ионов, по аналогии с электронами, будут равны: $u_i \approx 10^7 \text{ см/с}$, $a_i \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$.

Рис.21 позволяет проследить за фазой колебаний. Видно, что частота колебаний на анодном и катодном сигналах совпадают. Направление движения двойного слоя определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно. При движении двойного слоя к катоду амплитуда катодного сигнала нарастает, а длительность анодного сигнала укорачивается, так как на его задний фронт накладывается сигнал, сформированный отходящими от анода электронами [17, 18]. Движение двойного слоя к аноду отражается спадом амплитуды сигналов на аноде и катоде в отрицательную область. С увеличением напряжения на камере укорочение анодного сигнала усиливается за счет увеличения амплитуды колебаний поляризованного сгустка.

Различие анодных и катодных амплитудных спектров (Рис.18) вызвано экранировкой электронным слоем ионов от анода, а ионным слоем электронов от катода. Кроме того, на начальной стадии развития лавины за время отсутствия дрейфового тока анодный сигнал формируется диффузионным током. Приращение поля, вызванное скачком потенциала в двойном слое (Рис.25), усилит внешнее поле в направлении катода, а поле в направлении к аноду за электронным слоем ослабится. Это позволит начать движение электронов от анода под действием силы связи $F_{дв.с}$ со стороны ионного слоя. В результате величина индуцированного на аноде положительного заряда начнет уменьшаться и, в итоге, уменьшится суммарный анодный заряд. Приближение ионной поверхности к катоду индуцирует на нем на 30% больше отрицательного заряда по сравнению с зарядом, наведенным электронами на аноде (30% "быстрых" электронов ушли на анод). Более быстрый рост сигналов на катоде по сравнению с анодными сигналами подтверждается амплитудными спектрами, измеренными на аноде и катоде при напряжении 3,8 кВ (Рис.20). Отношение средних амплитуд анодных и катодных сигналов составляет 1.5. В пропорциональном режиме данное отношение больше 3.

Ионы, двигаясь с колебательной скоростью $\approx 10^7 \text{ см/с}$, сместятся к катоду на величину амплитуды $\Delta x \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ (Рис.27(б)). Смещение ионов понизит емкость поляризованного сгустка при неизменном заряде на его "пластинах". Разность потенциалов между слоями увеличится в $\Delta x/\alpha_0^{-1} \approx 100$ раз. Работа, совершаемая источником против электрических сил при перемещении ионов на ве-

личину Δx , целиком пойдет на приращение энергии поля "конденсатора" и равна $4,2 \cdot 10^{11}$ эВ. Полученная величина запасенной в двойном слое электростатической энергии хорошо согласуется с результатом работы¹¹.

За время задержки электронного слоя, в результате диффузии электронов, плотность его уменьшится до $n_e \approx 3,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и разность потенциалов между слоями упадет до $\Delta\varphi_2 \approx 77,5 \text{ В}$. Поэтому с разделением зарядов, на величину Δx , поле между зарядовыми слоями после вытеснения из данной области внешнего поля станет равным $E_1 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Поле E_1 практически совпадает с результирующим полем со стороны анода $E_1^- \approx 1,57 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, но меньше результирующего поля со стороны катода $E_1^+ = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

Под действием связывающей силы между слоями электронный слой в момент, когда вектор колебательной скорости электронов будет направлен к катоду, начнет ускоренное движение к ионному слою. Приращение энергии, полученной от источника, будет тратиться полем на энергетическую подпитку электронов. Сопровождающееся ионизацией движение электронного слоя, радиусом $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, приведет к резкому росту тока (ослабленного до этого момента сильным полем двойного слоя), который можно отнести к току прорастающего стримера и который приведет к скачку амплитуды (Рис.19(а)). В ходе развития лавины перед анодом образуется ионный слой с радиусом, равным R_0 . В результате развивающийся разрядный канал на стартовой фазе будет состоять из трех зарядовых слоев – электронного слоя, расположенного между новым ионным слоем, и ионным слоем, смещающимся к катоду. Образовавшаяся структура станет исходной для прорастания ионизованного канала в направлении как катода, так и анода. Роль затравочных электронов, от которых начнется прорастание ионизованного канала к катоду, выполняют быстрые электроны, образовавшиеся при создании среднего электронного слоя. Примерно $n_f \leq 4,5 \cdot 10^7$ электронов, т.е. 30%, двигаясь в направлении катода к слою ионов со скоростью $5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ (при ускорении $9 \cdot 10^{20} \text{ см/с}^2$ данная скорость достигается за время $t \approx 5,6 \cdot 10^{-13} \text{ с}$), образуют новый двойной слой с числом электронов $\approx 1,5 \cdot 10^8$ на длине $\approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Быстрые электроны нового слоя в количестве n_f , в свою очередь, образуют следующий двойной слой и так далее.

Ионный слой, образовавшийся перед анодом, создаст в центре тяжести положительного заряда скачок потенциала $\approx +150 \text{ В}$, который перераспределит потенциал между слоем и анодом. В итоге появится сила F_{zC} (19), действующая на двойной зарядовый слой в направлении к аноду. Дальнейшее развитие ионизован-

ного канала аналогично катодному направлению.

Прорастание ионизованного канала в виде двойных зарядовых слоев с постоянным диаметром будет продолжаться, пока он не достигнет движущегося ионного слоя. В образовавшейся конфигурации с чередующимися зарядовыми слоями возникает особенность, связанная с устойчивостью системы. Рассмотрим три чередующихся слоя, расположенных внутри ионизованного канала (Рис.28-1): Заряд ближайшего к аноду ионного слоя обозначим q_1^+ , электронного слоя – q_2^- , а второго слоя ионов – q_3^+ . Причем заряд электронного слоя, находящегося между ионными слоями, равен $0,7 \cdot |q_1^+|$ и $q_1^+ = q_3^+$. Такая система обладает неустойчивым равновесием, которое реализуется при равенстве нулю суммы сил, действующих на каждый из зарядовых слоев:

$$F_1 = F_2; \quad F_{13} = F_1; \quad F_2 = F_{13}, \quad (21)$$

где F_1 – сила взаимодействия зарядов q_1^+ и q_2^- ; F_2 – сила взаимодействия зарядов q_2^- и q_3^+ ; F_{13} – сила взаимодействия зарядов q_1^+ и q_3^+ :

$$F_2 = F_{13} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2^- q_3^+}{x_2^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1^+ q_3^+}{d^2}; \quad \frac{q_2^-}{x_2^2} = \frac{q_1^+}{d^2}. \quad (22)$$

Так как $|q_2^-| = 0,7 \cdot q_1^+$, то $x_2 = 0,836 d$, а $x_1 = 0,164 d$, где d – расстояние между

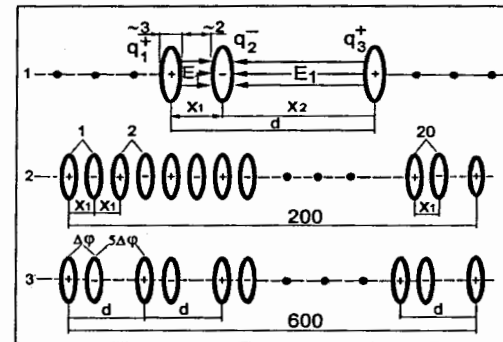


Рис. 28: Схематическая структура ионизованного канала: 1 – к расчету равновесия зарядовой системы; 2 – ионизованный канал после его завершения; 3 – ионизованный канал после установления динамического равновесия. Расстояния приведены в микронах

ионными слоями. Расстояние x_1 между центрами тяжести зарядов q_1^+ и q_2^- устанавливается в процессе развития лавины равным $\approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ (Рис.28-1). (Ширина электронного слоя равная $\approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ и длина ионизации $\alpha^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, см. ниже). Следовательно, $d \approx 30 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, а $x_2 \approx 25 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Если заряд q_2^- приблизится к заряду q_1^+ , то сила притяжения между ними превысит силу отталкивания со стороны заряда q_3^+ и равновесие нарушится. Заряды q_1^+ и q_2^- сомкнутся, а заряд q_3^+ начнет двигаться

к катоду. Так как слева от трехслойной системы имеются чередующиеся слои (Рис.28-1), то они будут препятствовать сближению зарядов q_2^- и q_1^+ и усиливать

¹¹Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.

отталкивающее действие заряда q_3^+ . Но как только заряд q_3^+ удалится от электронного слоя на расстояние x_2 , то выполнится условие (21) и он остановится. При

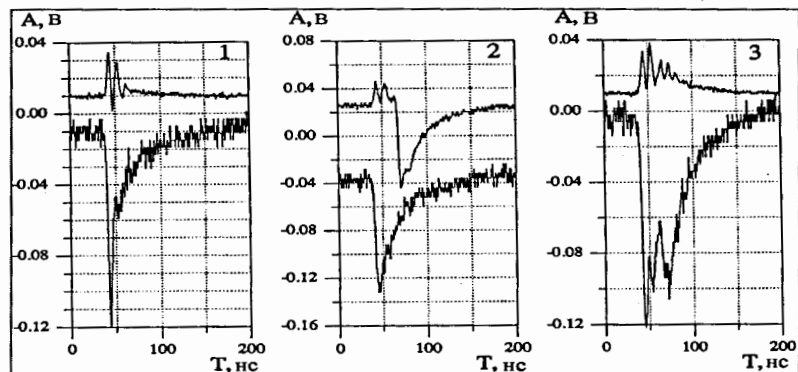


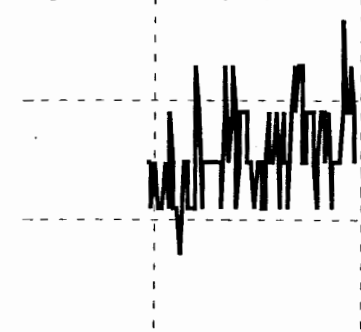
Рис. 29: Осциллограммы сигналов с контрольных проволочек (верхние) и с анода (нижние) при наполнении камеры газовой смесью 80%CF₄ + 19.88%С₄Н₁₀ + 0,12%Н₂.

этом разность потенциалов между слоями q_2^- и q_3^+ увеличится до $\Delta\varphi_2(x_2/x_1) \approx 5\Delta\varphi_2 \approx 360$ В и поле между зарядами q_2^- и q_3^+ станет равным полю между зарядами q_1^+ и q_2^- . Для выполнения условия равновесия в канале необходимо, чтобы установились расстояния, равные значениям x_1 и x_2 (Рис.28-1).

Если расстояние между одноименными зарядовыми слоями в прорастающем канале равно $2x_1 \approx 10 \cdot 10^{-4}$ см, принять за шаг лавин, то на длине смещения ионного слоя, равной амплитуде ионных колебаний $a_i \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см, должно образоваться 20 двойных слоев (Рис.28-2).

Прорастание канала будет сопровождаться установлением расстояний x_1 и x_2 . В результате длина канала возрастет до $L_{ch} = 20 \cdot d \approx 0,06$ см. Если расстояние между одноименными слоями равно "динамической постоянной d " (Рис.28-1 и 3), то электрическое поле внутри каждого двойного слоя равно сумме полей, созданных по отдельности электронными и ионными зарядами. В статическом состоянии поле в области расположения электронных слоев должно быть равно нулю (Рис.28-1). Однако из-за диффузии, столкновений с молекулами и ионизации внутри слоя электронный заряд подвержен постоянному изменению во времени. Смещение электронов в радиальном направлении сильно ограничено полем ионов (17), поэтому все возмущения будут протекать главным образом в направлении поля между слоями [19]. Так как возмущения возникают флуктуационным образом, то в канале появится изменяющееся во времени электрическое поле. Благодаря данному полю обеспечивается связь между слоями и возникающие в них любые

локальные изменения мгновенно передаются по длине канала. Это свойство зарядовой системы, а также неизменность расстояний между ионными слоями из-за их инерционности вынуждают электронные слои находиться в динамическом



состоянии вблизи своего равновесия. Поэтому для сохранения устойчивости канала электронные слои под влиянием изменяющегося электрического поля будут находиться в квазиколебательном движении с переменными периодом и амплитудой. То, что электроны находятся в квазиколебательном движении с меняющейся амплитудой и частотой, видно на осциллограммах

Рис. 30: Иллюстрация характера поведения электронных слоев в ионизированном канале.

Рис.29 (особенно на Рис.29-1). Переход плазменного режима в стримерный, при котором формируется ионизированный канал, состоящий из двойных зарядовых слоев, сопровождается наложением на его токовый сигнал высокочастотных колебаний электронов. В то время как на части импульса, соответствующей плазменному режиму, наложения отсутствуют. На Рис.30 представлен фрагмент нижней осциллограммы Рис.29-1, который демонстрирует характер поведения электронных слоев в канале. Процесс становления динамического равновесия между тремя слоями (Рис.28-1) происходит за время $t_i = x_2/v_i \approx 8 \cdot 10^{-10}$ с при скорости ионов $v_i \approx 7,2 \cdot 10^6$ см/с (скорость устанавливается под действием импульса силы отталкивания [19]). Это время существенно превышает время прорастания канала на длину его радиуса, т.е.

$$R_0/v_e = 2,4 \cdot 10^{-11} \text{ с при } v_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см/с.}$$

Отметим, что приведенный выше механизм прорастания ионизированного канала, несмотря на некоторые отличия, во многом аналогичен механизму, который рассматривается в монографии¹² и основан на распространении волны ионизации с очень малым поперечным размером, сравнимым с шириной ее фронта. Переход ионизированного канала в состояние "равновесия" должен сопровождаться интенсивным периодическим излучением в видимой области, вызванным в плотных зарядовых слоях столкновениями электронов и ионов с молекулами газа. Подобный процесс экспериментально наблюдался в работе¹³. Примерную структуру установившегося ионизированного канала можно представить, как показано на Рис.28-3.

¹²Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.

¹³Омаров О.А., Рухадзе А.А. ЖТФ. 1980. Т. 50, вып. 3, с.536-539.

В такой системе благодаря кулоновскому взаимодействию между разноименными зарядовыми слоями должна происходить перекачка энергии от "колеблющихся" электронов к ионам со скоростью $d\epsilon/dt \approx 10^4$ эВ/с. Этот процесс должен повысить температуру ионизованного канала и привести к раскачке ионных колебаний. Для перекачки ионам энергии порядка 0,5 эВ потребуется $\approx 6 \cdot 10^{-6}$ с или $3 \cdot 10^4$ периодов, если принять $T \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с.

Чередующиеся двойные слои можно представить как последовательно включенные конденсаторы, на каждом из которых поочередно устанавливается разность потенциалов, равная $\Delta\varphi_2$ или $5 \cdot \Delta\varphi_2$ (Рис.28-3). Разность потенциалов на длине канала будет равна $\Delta\Psi_{2k-1} = k\Delta\varphi_2 + (k-1)5 \cdot \Delta\varphi_2$, где k - число двойных слоев, $\Delta\varphi_2 = 77.5$ В. При $k \approx 20$, $\Delta\Psi_{20} \approx 8900$ В. Отсюда следует, что совместные действия ионного заряда авангардного слоя и распределенного потенциала вдоль ионизованного канала создают условия для ионизации при прорастании канала в область слабого внешнего поля. Экспериментальным подтверждением этому может служить работа¹⁴, в которой показано, что $\approx 90\%$ ионизованного канала прорастает в поле < 8 кВ/см.

Рост положительного потенциала в области нового авангардного ионного слоя, который уже можно назвать головкой стримера, обеспечит перед ним сильное электрическое поле. В монографии Э.М. Вазеляна и Ю.П. Райзера (см. сноску 12) отмечается, что при удлинении ионизованного канала на отрезок, равный нескольким радиусам головки, поле, создаваемое у головки зарядами канала, а также радиус самой головки практически не меняются. Это можно объяснить тем, что авангардный ионный слой после развала [19] заменяется новым ионным слоем. На вновь образованную головку стримера снова действует сила (19), направленная к катоду, и все процессы, формирующие следующий участок канала, повторяются. Это хорошо видно на осциллограмме 3 Рис.29. После первого этапа прорастания канала следует второй, механизм которого полностью идентичен первому.

Быстрое формирование стримера со скоростью $\approx 5 \cdot 10^8$ см/с завершается остановкой развития канала на 1,5 – 2 нс, необходимых для отхода ионного слоя к катоду, чтобы обеспечить энергетические и полевые условия для создания следующего звена ионизованного канала.

Сила, удерживающая последний электронный слой со стороны канала, возрастает пропорционально числу двойных слоев, т.е. $k\Delta\varphi$, что увеличивает задержку электронов. Это позволяет ионному слою под действием вынуждающей силы и импульса силы отталкивания от ионов канала сместиться на большее расстояние

¹⁴Atac M, et al.. Fermilab Report FN-348. 1981.

с большей скоростью и дает возможность прорасти каналу на большую длину, чем на первом этапе. В результате начнет увеличиваться скорость прорастания ионизованного канала. Например, скорость прорастания канала на первом этапе, с учетом удлинения канала и изменения скорости авангардного слоя ионов, равна $L_{ch}/t_i \approx 7,5 \cdot 10^7$ см/с, ($t_i \approx 8 \cdot 10^{-10}$ с и определяется вынуждающей силой и импульсом отталкивания от ионов канала).

На основании изложенного, рассмотрим осциллограммы на Рис.29. Рис.29-1 иллюстрирует первый этап прорастания канала. Информация об этом содержится в анодном сигнале и проявляется в изменении его заднего фронта, вызванном наложением на него индуцированного сигнала от нарастающего числа двойных слоев в канале, который прорастает к катоду. Рис.29-2 иллюстрирует ситуацию, когда нарастание ионов в канале индуцирует заряды не только на аноде, но и на контрольных проволочках: четко виден профиль волны ионизации, проинтегрированный по всем слоям образованного участка канала. Временные характеристики анодного сигнала в точности повторяют профиль волны ионизации. На Рис.29-3 показано образование двух ионизованных каналов. Верхняя осциллограмма отражает разность потенциалов, возникшую на двух двойных слоях. То, что из образовавшихся двойных слоев формируются стримеры, видно на нижней осциллограмме.

Из рассмотренной выше структуры ионизованного канала и процессов, протекающих внутри него, вытекает, что, если по каким-то "внешним" причинам канал замкнется сам на себя, то образовавшийся нейтральный ионизованный канал перейдет в устойчивое состояние как во внешнем поле, так и без него. Эта особенность позволяет экспериментально проверить предложенную модель формирования стримера и ионизованного канала в целом.

Подводя итоги экспериментального исследования развития электронной лавины в проволочных камерах в режиме большого газового усиления, можно утверждать следующее: для формирования в электронной лавине двойного зарядового слоя и проявления физических процессов, обеспечивающих переход электронной лавины в стример, необходимо выполнение условия (9), т.е. в объеме лавины, равном α^{-3} см³, число электронов N_e должно быть $\geq N_{cr}$; При выполнении условия (9) для перехода лавины в стример достаточно, чтобы электрическое поле, созданное зарядами внутри двойного слоя $E_{дв.сл.}$, было сравнимо с результирующим полем E_1^- находящегося непосредственно за электронным слоем, и меньше результирующего поля E_1^+ - за ионным слоем (см. (16-18)).

На Рис.20(а),(б) видно, колебания зарядовой системы в первой моде наблюдаются в широком диапазоне напряжений, что позволяет рассматривать данную об-

ласть как проявление плазменного режима, предшествующего стримерному [8, 17, 19]. Для реализации плазменного режима необходимо, чтобы поле, связывающее зарядовые поверхности двойного слоя (17), превосходило поле за его пределами, т.е. $E_{дв.сл.} > E_1^-$, $E_{дв.сл.} > E_1^+$ (см. (16) и (18)). Смещение поляризованного сгустка зарядов к катоду с колебательной скоростью $u_c \approx 10^7$ см/с и быстрое затухание совместных колебаний в течение $\approx 10 - 80$ нс (Рис.20(а),(б) и Рис.21) позволяют достигать скорости счета от 10^8 с⁻¹см⁻² до $5 \cdot 10^5$ с⁻¹см⁻² при увеличении газового усиления от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^7$. При сравнимых токовых характеристиках эта величина более чем на два порядка превышает скорость счета в самогасящемся стримерном режиме. Для работы в плазменном режиме необходимо использовать газовую смесь с высокой плотностью ионизации (критерий (9)). Рабочий диапазон плазменного режима зависит от концентрации электроотрицательных примесей в рабочем газе. В качестве таких добавок могут быть использованы фреон 12 или 13, растворы галогенов йода или хлора и, наконец, насыщенные пары воды (полярные молекулы). Следует заметить, что количество примеси подбирается экспериментально и не должно превышать $\approx 0.5\%$.

Ниже приведены характеристики проволочных камер, работающих в пропорциональном, стримерном и плазменном режимах.

	Проп.	Стрим.	Плазм.
1. Ток электронной лавины	1 ÷ 5 мкА	0.2 ÷ 4 мА	0.2 ÷ 4 мА
2. Амплитудный разброс	100 %	60 %	(10 – 15) %
3. Длительность сигнала на полувысоте	60 нс	40 нс	(2.5 – 5) нс
4. Длительность сигнала на уровне 10% от максимума амплитуды	120 нс	100 нс	(5 – 10) нс
5. Скорость счета (сек ⁻¹ см ⁻²)	$5 \cdot 10^5$	10^3	$5 \cdot 10^5$
6. Радиационная стойкость	0.2 Кл/см	0.2 Кл/см	10 Кл/см

Данные преимущества нового режима газового разряда позволяют изготовить компактный радиационно-стойкий электромагнитный калориметр [20], организовать триггер на наличие трека в камерах или на множественность регистрируемых частиц. Зависимость электростатических колебаний электронной лавины от первичной ионизации позволяет создать быстрый и компактный идентификатор заряженных частиц в области импульсов $5 \div 30$ ГэВ/с. В заключение главы даны рекомендации по возможному практическому применению плазменного режима.

Основные научные и практические результаты

1. Впервые созданы высокоскоростные узкоазорные многопроволочные газонаполненные координатные детекторы нового поколения, в десятки раз превосходящие по своим регистрационным параметрам известные пропорциональные камеры. Новые камеры эффективно и стабильно работают в интенсивных потоках заряженных частиц с плотностью до $5 \cdot 10^7$ с⁻¹см⁻² и более чем в 10 раз имеют лучшее временное разрешение, и в 50 раз большую радиационную стойкость.

2. В процессе создания камер проведены их подробные исследования. Получены следующие результаты:

а) обнаружены и исследованы неизвестные ранее процессы, протекающие в электронной лавине в режиме большого газового усиления ($\geq 10^7$). Из детального изучения новых процессов следует, что они возникают в результате проявления свойств двойного зарядового слоя, образующегося в предстримерной области газового разряда, и являются ответственными за переход электронной лавины в стример.

б) информация о новых быстротечных физических процессах, сопровождающих переход лавины в стример, получена в узкоазорных многопроволочных камерах, которые, как показали исследования, являются удобным инструментом не только для изучения области перехода лавины в стример, но и для проведения экспериментов в интенсивных пучках, связанных с исследованием и поиском редких процессов.

в) экспериментальное и теоретическое изучение работы узкоазорных камер позволило впервые получить аналитическое выражение, которое определяет требования к параметрам электронной лавины, при которых проявляются физические процессы, ответственные за лавинно-стримерный переход, а также полуэмпирическое выражение, отражающее основные физико-технические требования к электротехнике камер для достижения ими предельной скорости счета.

Таким образом, разработано новое направление в исследовании процессов протекающих в сильноточной электронной лавине, которое открывает широкие возможности для изучения механизма газового разряда в многопроволочных газонаполненных камерах, и позволяет решить многие проблемные вопросы относительно структуры и устойчивости стримера и ионизованного канала.

3. Новые высокоскоростные камеры использовались при исследовании редких распадов К-мезонов на установке ИСТРА-М (ускоритель У-70 ИФВЭ, Протвино) (где автор был руководителем эксперимента со стороны ЛЯП ОИЯИ) и на установке

АНКЕ для изучения реакций $pp \rightarrow pp$ и $pp \rightarrow d\pi^+$ на внутреннем пучке ускорителя COSY (НЦ Юлих, ФРГ). Включение в установку ИСТРА-М камер нового поколения повысило ее качество, расширило область исследуемых распадов K и π -мезонов за счет повышения чувствительности и избирательности установки и позволило измерить параметры формфакторов $\lambda_+ = 0.029 \pm 0.024$ и $\lambda_0 = 0.062 \pm 0.024$ в $K_{\mu 3}$ -распаде.

На установке АНКЕ новые камеры обеспечили высокое разрешение по определению импульсов протонов, равное $\sigma(p)/p = 0.85\%$ при энергии протонов 2.0 ГэВ и $\sigma(p)/p = 1.0\%$ при 2.65 ГэВ, и позволили выделить события, принадлежащие редкому процессу $pd \rightarrow ppn$ с испусканием быстрой протонной пары.

Список литературы

- [1] A.Yu. Petrus, B.Zh. Zalikhhanov. Electro-mechanical properties of narrow-gap multiwire proportional chambers. *Nucl. Instr. and Meth.*, 2002, vol.A485, p.399.
- [2] H. Kalmar, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. New method for constructing multiwire chambers, *Nucl. Inst. and Meth.*, A307, 1991. p.279.
- [3] V.I. Komarov, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. Development of the Forward Detector for the 0°-Facility. IKP Annual Report 1993, KFA Jülich, p.57.
- [4] V. Komarov, ..., B. Zalikhhanov et al.. First Module of the Forward Detector Proportional Chambers of the ANKE Spectrometer. IKP Annual Report 1995, KFA Jülich, p.67.
- [5] H. Langenhagen, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. Readout of the ANKE forward MWPC's with a highly integrated system. IKP Annual Report 1996, KFA Jülich, p.71.
- [6] G. Borchert, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. Test of the readout electronics with the ANKE forward MWPC. IKP Annual Report 1997, KFA Jülich, p.61.
- [7] G. Borchert, ..., B. Zalikhhanov et al.. Fast Multiwire Proportional Chamber with Dielectric Foil of the ANKE Forward Detector. IKP Annual Report 1998, KFA Jülich, p.68.
- [8] Б.Ж. Залиханов. Плазменный механизм разряда в проволочных камерах в режиме большого газового усиления. *ЭЧАЯ*, Т.29, вып.5, 1998.
- [9] H. Kalmar, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. Development of the Method of Multiwire Detectors Working in High Rate Environment, *Proc. of the Third Workshop "Physics at UNK* p.31, Protvino, September, 1990.

- [10] E.M. Gushcin, ..., B.Zh. Zalikhhanov et al.. Fast beam chambers of the set-up ISTRА - M, *Nucl. Inst. and Meth.*, A351, 1994, p.345.
- [11] В.Н. Болотов, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. Установка ИСТРА-М для исследования редких распадов заряженных легких мезонов. ИФВЭ 95 - 111, Протвино, 1995.
- [12] А.Д. Волков, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. Дрейфовые камеры вершинного детектора, Материалы 8-го Рабочего Сопещения по Нейтринному Детектору ИФВЭ-ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1990, стр.101.
- [13] В.М. Артемов, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. π, e, μ - идентификация частиц на установке ИСТРА-М, Препринт ОИЯИ Р1-95-346, Дубна, 1995.
- [14] В.М. Артемов, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. Калибровка спектрометрического магнита установки ИСТРА-М на физическом процессе, Препринт ОИЯИ Р10-94-521, Дубна, 1994.
- [15] В.М. Артемов, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. Определение параметров формфакторов λ_+, λ_0 в распаде $K_{\mu 3}$ -распаде, *Ядерная физика*, 1997, том 60, е 2, с. 277-282.
- [16] Б.Ж. Залиханов. Ограничения на предельную загрузку высокоскоростных пропорциональных камер. Препринт ОИЯИ Р13-2006-118, Дубна, 2006. Принято для публикации в журнале *Приборы и техника эксперимента*.
- [17] Б.Ж. Залиханов. Особенности электронной лавины в режиме большого газового усиления, *Письма в ЭЧАЯ*, 2006, е 2(131), стр.81-100.
- [18] Б.Ж. Залиханов. Динамика формирования стримера и механизм его прорастания. Препринт ОИЯИ Р13-2004-30, Дубна, 2004.
- [19] Б.Ж. Залиханов. Двойной зарядовый слой в сильноточной электронной лавине, *Письма в ЭЧАЯ*, 2006, е 3(132), стр.118-135.
- [20] В.Н. Болотов, ..., Б.Ж. Залиханов и др.. Исследование пропорциональной камеры в плазменном режиме для электромагнитного калориметра. *Приборы и техника эксперимента*, 2001, е 2, стр.19-22.

Получено 14 ноября 2006 г.