

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

На правах рукописи

Киселёв Олег Анатольевич

УДК 539.1.07

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР
С КАТОДНЫМ СЪЁМОМ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ
МЮОННОЙ СИСТЕМЫ КОЛЛАЙДЕРНОГО ДЕТЕКТОРА

01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
1997

Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики
им. Б.П. Константинова РАН.

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук Прокофьев О.Е.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Фёдоров В.В.,
кандидат физико-математических наук Алексеев Г.Д.

Ведущая организация - Институт теоретической и экспериментальной
физики, г. Москва.

Защита состоится " " 1997 г. в часов на заседании
диссертационного совета Д-002.71.01 в Петербургском институте ядерной
физики им. Б.П. Константинова РАН по адресу:

188350, Ленинградская область, г. Гатчина, Орлова роща, ПИЯФ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПИЯФ РАН.

Автореферат разослан " " 1997 г.

Учёный секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук Митропольский И.А.

Актуальность проблемы обусловлена тем, что измерение траектории и импульса мюонов, образующихся при распаде W^\pm и Z^0 бозонов, а также при других процессах, могут дать важные сведения о свойствах различных новых частиц, в том числе бозона Хиггса H^0 . Мюонная система детектора GEM могла быть построена с использованием различных технологий. В результате данной работы было показано, что пропорциональные камеры с катодным съемом информации наилучшим образом отвечают требованиям, предъявляемым к мюонной системе детектора GEM. Они обладают уникальными характеристиками - высоким пространственным разрешением и одновременно могут работать в качестве триггерного прибора.

Основная цель работ состояла в том, чтобы показать возможность работы пропорциональных камер с катодным съемом информации в режиме самотриггерирования и их использования в качестве основы для построения трековой мюонной системы. Необходимо было разработать новую конструкцию камер с использованием легких конструктивных материалов на базе сотовых структур. Камеры должны были обладать высоким временным и пространственным разрешением, а также большим временем жизни. Важной задачей также являлось исследование газовых смесей для таких камер с целью улучшения временного и пространственного разрешения и уменьшения влечения эффекта Лоренца в магнитном поле.

Научная новизна. Разработан новый метод и экспериментальная установка для измерения дрейфовой скорости электронов и угла Лоренца в газовых смесях на основе регистрации ядер отдачи, образующихся при распаде радиоактивного источника в совпадении с α -частицами. Высокая точность измерений в сочетании с простотой конструкции делает установку удобной для задач по оптимизации состава смесей для газовых детекторов. С использованием этой установки получены новые данные о скоростях дрейфа и углах Лоренца в быстрых газовых смесях и предложена газовая смесь $50\%CO_2 + 20\%CF_4 + 30\%Ar$, удовлетворяющая требованиям, выдвигаемым для наполнения пропорциональных камер. Разработана конструкция камер с катодным съемом на базе легких сотовых материалов. Проведены испытания прототипов таких камер на пучках частиц, в результате которых было продемонстрировано высокое временное и пространственное разрешение камер с катодными стрипами, а также возможность создания больших детекторов на их основе.

Практическая и научная ценность. Разработан новый метод для измерения дрейфовой скорости электронов и угла Лоренца в газовых смесях, с помощью которого получены новые данные о быстрых газовых смесях. Метод позволяет быстро и с высокой точностью определять параметры

смесей для газовых детекторов и оптимизировать их состав. Кроме того, на основе данного метода можно контролировать значение дрейфовой скорости с высокой точностью в процессе эксперимента. Продемонстрированы достоинства новой конструкции пропорциональных камер с катодным съемом информации, позволяющей создание координатных детекторных систем большой площади, работающих в режиме самотриггерирования.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов, списка литературы (111 страниц, 63 рисунка, 2 таблицы).

Во введении раскрывается значение экспериментов на будущих коллайдерах для физики элементарных частиц и подчеркивается важность развития знаний о процессах, происходящих в детекторах частиц и технологии их построения для таких экспериментов. Приведены основные характеристики ускорителя Superconducting Super Collider (SSC), история создания коллаборации GEM и участия ПИЯФ в проектировании мюонной системы детектора. Описаны основные физические процессы при столкновении частиц высоких энергий, приводящие к образованию мюонов и интересные с точки зрения получения информации о свойствах новых частиц, в частности, бозона Хиггса. Требования, предъявляемые к камерам мюонной системы, вытекают из поставленной физической задачи.

Одним из наиболее важных каналов распада для поиска бозона Хиггса на коллайдерах SSC или LHC является канал $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Этот канал эффективен для поиска бозона Хиггса в диапазоне масс 130 - 800 ГэВ. Канал распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ также может позволить обнаружить бозон Хиггса при интегральной светимости 10^4 pb^{-1} в диапазоне масс от $2m_Z$ до 600 ГэВ. Канал распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ имеет большую вероятность при массе бозона Хиггса $m_H \sim 800$ ГэВ и характерную схему распада. Критерии отбора должны быть выбраны так, чтобы выделить два лептона с высокими поперечными импульсами p_t . При этом важнейшим параметром становится пространственное разрешение мюонных камер. Каналы распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ и $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ важны в диапазоне масс $m_H \sim 800 - 1000$ ГэВ. Свидетельством распада является наличие лептонной пары с высоким p_t и две изолированные струи для канала $H \rightarrow ZZ$ или одного лептона с высоким p_t и также две изолированные струи для канала $H \rightarrow WW$.

В первой главе описывается конструкция коллайдерного детектора GEM. Детектор проектировался с использованием сверхпроводящего соленоидального магнита и имел в своем составе вершинную систему, электромагнитный и адронный калориметр, а также мюонную систему. Специфика работы мюонной системы на коллайдере SSC заключалась в высоком

потоке заряженных частиц при наличии большого нейтрального фона. Таким образом, скорость счета и чувствительность к нейтронам и γ -квантам могли стать серьезной проблемой. Следующим специфическим условием работы мюонной системы являлась необходимость привязки событий к нужному пакету ускоряемых частиц. В детекторе GEM мюонная система должна была работать со скоростью триггера 1^{го} уровня и иметь временное разрешение $\sim 3 - 4$ нс на станцию для получения 99% эффективности во временном интервале 16 нс (время между циклами ускорения на SSC). Импульс мюонов обычно определяется по отклонению их траектории в магнитном поле. Для получения высокой точности измерений детекторы, составляющие мюонную систему, должны были работать в магнитном поле значительной напряженности (≈ 0.8 Тл) и обладать при этом высоким пространственным (≈ 75 мкм на один слой детектора) разрешением.

Первоначально планировалось строить цилиндрическую (Barrel) мюонную подсистему на базе дрейфовых трубок как трековых приборов в комбинации с плоскопараллельными камерами с резистивным слоем (RPC) как триггерных приборов. Торцевая (Endcap) подсистема должна была быть построена на базе камер с катодным съемом информации (CSC). Кроме того, существовал второй вариант построения Endcap подсистемы - на базе дрейфовых трубок и RPC. Перед нашим институтом стояла задача оптимизировать конструкцию камер с катодным съемом информации, состав газовой смеси и на реальном прототипе показать, насколько эти камеры отвечают требованиям эксперимента.

Далее описываются основные принципы работы многопроволочных пропорциональных камер с катодным съемом информации. Как и большинство других газовых детекторов, пропорциональные камеры регистрируют ионизацию, образованную в ней заряженной частицей. После прохождения частицы в газе остается трек, состоящий из кластеров начальной ионизации. В полную ионизацию входят также электроны и ионы, полученные в результате торможения δ -электронов.

При нормальных условиях в 1 см аргона одна из двадцати минимально ионизирующих частиц дает электрон с энергией ≥ 3 кэВ, имеющий пробег ≥ 100 мкм. Хотя вероятность образования δ -электронов падает с энергией, общее их количество для всего трека может быть значительным, что ограничивает предельное пространственное разрешение пропорциональных камер с катодным съемом информации.

Под действием электрического поля образованные в процессе ионизации электроны дрейфуют по направлению к анодным нитям. Величина дрейфовой скорости электронов в газе зависит от множества параметров - от состава газа, давления, температуры, величины электрического поля. Выражение для дрейфовой скорости может быть получено путем анализа

уравнений молекулярно-кинетической теории. При движении электрона в магнитном поле \vec{P} он подвергается воздействию силы Лоренца $e\vec{V} \times \vec{B}$, где \vec{V} - скорость электрона. Траектория электрона в электрическом и магнитном поле имеет форму спирали, однако многократные столкновения с молекулами газа приводит (в среднем) к установлению равномерного движения - дрейфу. Скорость дрейфа зависит сложным образом от векторов \vec{E} и \vec{B} :

$$\vec{V}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right),$$

где $\mu = \frac{e\tau}{m}$ - подвижность электрона, ω - циклотронная частота, τ - среднее время между столкновениями. При $\vec{E} \perp \vec{B}$ скорость дрейфа равна

$$v_D = \mu E_{\perp} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}},$$

а угол между \vec{V}_D и \vec{E} (угол Лоренца) равен

$$\operatorname{tg} \alpha_L = \omega \tau.$$

При попадании в более высокое поле вблизи анодной нити электроны вызывают процесс лавинной ионизации газа в непосредственной близости от поверхности анодов (~ 100 мкм). Движение электронов и положительных ионов образует индуцированный ток на окружающих электродах. Сигнал, регистрируемый электропикой, подключенной к аноду и катоду, образуется благодаря этому току.

Простейшая модель для расчета распределения заряда на катодной плоскости использует метод отображения зарядов. Поскольку это - типичная электростатическая задача, то она может быть решена точно, но конечные формулы достаточно сложны. Для упрощения расчетов применяются различные параметрические формулы. Чаще всего для описания распределения индуцированных зарядов на катодных стрипах используется однопараметрическая формула Gatti. Это позволяет выбрать оптимальные параметры предусилителей считывания и алгоритм обработки сигналов для достижения наилучшего пространственного разрешения. Для уменьшения числа активных стрипов и дифференциальной нелинейности используются специальные методы. При этом применяется одна из трех основных схем: с резистивным, геометрическим и емкостным делением заряда (с промежуточными стрипами). В последнем случае усилители подключаются не к каждому стрипу, а через один или через два. При этом заряд, индуцированный на промежуточных (так называемых "плавающих") стрипах, делится между соседними активными стрипами через межстриповую емкость. При оптимальном соотношении ширины стрипов и емкостей между

ними можно добиться значения дифференциальной нелинейности 1 - 0.5% величины шага считывания.

Вторая глава описывает метод измерения скорости дрейфа электронов и угла Лоренца в различных газах, экспериментальную установку и результаты измерений. Целью работы в рамках исследовательской программы по созданию мюонной системы детектора GEM было нахождение газовой смеси, удовлетворяющей следующим требованиям:

- 1) скорость дрейфа электронов должна быть не ниже 60-80 мм/с, так как камеры должны были быть включены в триггер;
- 2) коэффициенты продольной и поперечной диффузии должны быть низкими;
- 3) угол Лоренца должен быть не выше $6-8^\circ$ при рабочей для детектора индукции магнитного поля ($B = 0.83 \text{ Тл}$);
- 4) коэффициент газового усиления должен быть достаточно большим;
- 5) радиационная стойкость должна быть высокой, а скорость старения - низкой.

Кроме того, используемые газы не должны быть горючими, токсичными и очень дорогими.

Для измерения дрейфовой скорости и угла Лоренца был предложен новый метод, основанный на регистрации ядер отдачи от α -источника. Метод использует тот факт, что ядро отдачи получает достаточную кинетическую энергию для того, чтобы оторваться от поверхности подложки и попасть в чувствительный объем камеры. Вместе с тем ядра отдачи имеют небольшой ($\approx 50 \text{ мкм}$) пробег в газе, поэтому ионизация, создаваемая ими, сосредоточена в непосредственной близости от поверхности α -источника. Путем регистрации α -частиц полупроводниковым детектором мы точно определяем момент образования первичных электронов от ядра отдачи, а расстояние и время дрейфа электронов строго определено геометрией камеры. Достоинством метода является высокая точность измерений, достигаемая простыми техническими средствами. Стационарные условия измерений, не требующие никаких перемещений, в значительной степени упрощают процедуру получения экспериментальных данных.

Исследования характеристик газовых смесей проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. На каждом из катодов специально сконструированной пропорциональной камеры с дрейфовым промежутком было установлено по одному α -источнику. Образовавшиеся от ядер отдачи первичные электроны дрейфовали к анодной нити. При внешнем запуске от α -частиц разность времен дрейфа электронов от катодов C1 и C2 до анодной нити соответствует времени дрейфа в дрейфовом проме-

жужке, так как катод С2 и сетка G находились на одинаковом расстоянии от анодной плоскости.

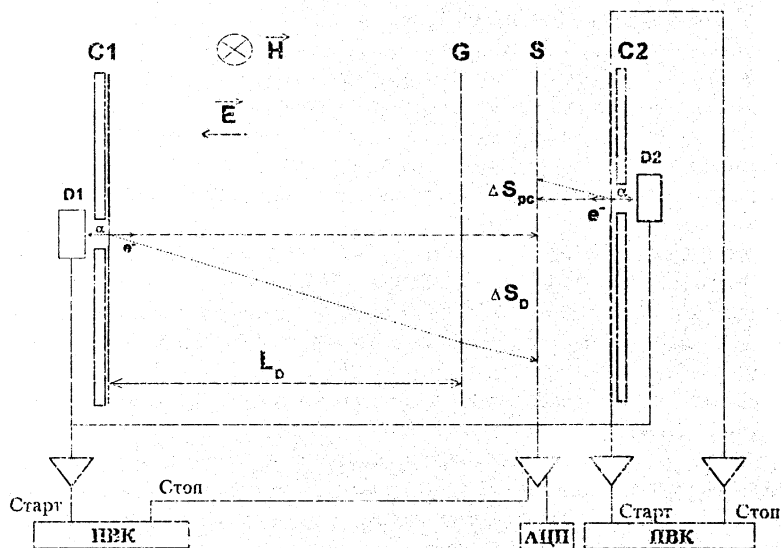


Рис. 1. Схема установки. Пунктиром обозначен дрейфовый путь электронов без магнитного поля, точками - в магнитном поле. ΔS_{pc} и ΔS_D - смещения координат при включении поля.

При измерениях в скрещенных электрическом и магнитном полях направление магнитного поля выбиралось таким образом, чтобы дрейфующие электроны сносились под действием силы Лоренца строго вдоль направления, параллельного анодной нити. По величине этого сноса вычислялся угол Лоренца. Координата лавины на анодной нити определялась по наведенному на катодной плоскости заряду с помощью линии задержки. Использование двух α -источников, установленных на разных расстояниях от анодной нити, позволяет исключить область дрейфа электронов в неоднородном поле пропорциональной камеры при вычислении дрейфовой скорости и угла Лоренца. В катодах С1 и С2 были просверлены отверстия диаметром 0.7 мм, которые располагались напротив центральной сигнальной нити, но были сдвинуты относительно друг друга вдоль нити. Отверстия заклеивались медной фольгой толщиной 3 мкм. На поверхность фольги методом осаждения был нанесен α -источник ^{208}Po , период полураспада которого составляет 2.9 года. При распаде ядра ^{208}Po образуется ядро отдачи с энергией 100 кэВ и α -частица с энергией 5.11 МэВ. α -частицы прохо-

дят сквозь медную фольгу и регистрируются поверхностно-барьерными кремневыми полупроводниковыми детекторами, сигналы с которых подавались на один и тот же вход усилителя-формирователя. Выходные импульсы с усилителя использовались в качестве сигналов "СТАРТ" в измерениях времени дрейфа электронов. Сигналами "СТОП" служили импульсы с анодной нити. Временное разрешение установки составляло 1.2 нс (σ). Временной интервал между пиками T_D равен времени дрейфа электронов в однородном электрическом поле дрейфового промежутка L_D . Скорость дрейфа электронов $W_{||}$ в направлении электрического поля:

$$W_{||} = L_D/T_D.$$

При включенном магнитном поле, направленном перпендикулярно направлению электрическому полю в камере, дрейфующие от катодов С1 и С2 электроны под действием силы Лоренца смещаются вдоль анодной нити в противоположных направлениях (рис. 1). Если измерить координаты пиков при $B = 0$ и $B \neq 0$, то разность между смещениями электронов, дрейфующих от соответствующих катодов ΔS_D и ΔS_{pe} , равняется величине сноса электронов только в дрейфовом промежутке. Отсюда угол Лоренца будет равен:

$$\alpha = \text{arctg} \frac{\Delta S_D - \Delta S_{pe}}{L_D}.$$

где L_D - длина дрейфового промежутка.

В целом, с учетом систематических ошибок, точность абсолютных измерений скорости дрейфа оценивается на уровне $\sim 1\%$, угла Лоренца $\sim 0.7^\circ$. Следует отметить, что погрешность относительных измерений дрейфовой скорости существенно выше. Наличие двух узких ($\sigma = 1.2$ нс) пиков на временном спектре позволяют контролировать дрейфовую скорость с точностью лучше 0.1% .

Для калибровочных измерений дрейфовой скорости и угла Лоренца были выбраны наиболее изученная газовая смесь $90\%Ar + 10\%CH_4$ и чистые газы: метан и этан, для которых существуют надежные экспериментальные данные. Диапазон изменения электрического поля составлял от 0 до 4.5 кВ/см, магнитного поля - от 0 до 1.4 Тл. Результаты измерений сравнивались с ранее опубликованными данными, точность которых составляет $\sim 2\%$. Хорошее согласие всех данных, полученных с использованием различных методов измерений, свидетельствует о корректности измерений. Ряд значений дрейфовых скоростей и углов Лоренца в метане и этане получен впервые.

Для подбора газовой смеси для мюонных камер измерены скорости дрейфа и угол Лоренца в чистых газах CF_4 и CO_2 . Сравнение свойств этих газов позволило сделать вывод о возможном составе смеси.

Для проверки предположений были сделаны измерения бинарных смесей: $\text{CO}_2 + 30\%\text{CF}_4$, $\text{CO}_2 + 50\%\text{CF}_4$, $\text{CO}_2 + 70\%\text{CF}_4$. Значения скорости дрейфа и угла Лоренца в данных смесях удовлетворяют всем требованиям, в частности, угол Лоренца не превышает 8° при $B = 0.8 \text{ Тл}$. Недостатком данных смесей является то, что необходимый коэффициент газового усиления (КГУ) $\sim 5 \times 10^4$, при котором надежно работает считывающая электроника и достигается наилучшее пространственное и временное разрешение камер с катодным съёмом информации, обеспечивается при сравнительно высоком напряжении на аноде. Чтобы уменьшить высокое напряжение при том же КГУ, часть CF_4 в базовой смеси $50\%\text{CO}_2 + 50\%\text{CF}_4$ была заменена аргоном. Результаты измерений для смесей $50\%\text{CO}_2 + 30\%\text{CF}_4 + 20\%\text{Ar}$ и $50\%\text{CO}_2 + 20\%\text{CF}_4 + 30\%\text{Ar}$ показали, что свойства базовой смеси изменились при этом незначительно - дрейфовая скорость осталась высокой, а угол Лоренца почти не увеличился (рис. 2). Рабочее напряжение при этом существенно снижается, так как коэффициент Гаундсена в аргоне существенно больше, чем в CF_4 . Газовая смесь $50\%\text{CO}_2 + 20\%\text{CF}_4 + 30\%\text{Ar}$ была рекомендована и принята коллаборацией GEM в качестве базовой для камер с катодным съёмом информации.

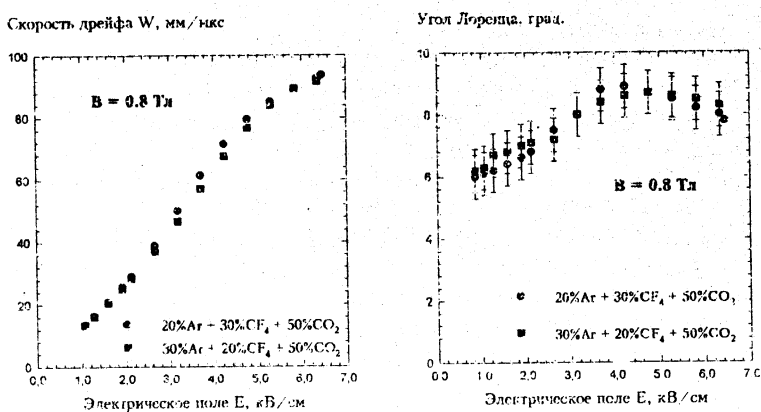


Рис. 2. Скорость дрейфа и угол Лоренца в газовых смесях $50\%\text{CO}_2 + 30\%\text{CF}_4 + 20\%\text{Ar}$ и $50\%\text{CO}_2 + 20\%\text{CF}_4 + 30\%\text{Ar}$.

Пространственное разрешение пропорциональных камер с катодным съёмом информации существенно зависит от величины и ориентации магнитного поля. Если поле направлено перпендикулярно плоскости пропор-

циональной камеры, то оно не влияет на дрейф электронов, пока направление дрейфа параллельно вектору магнитной индукции.

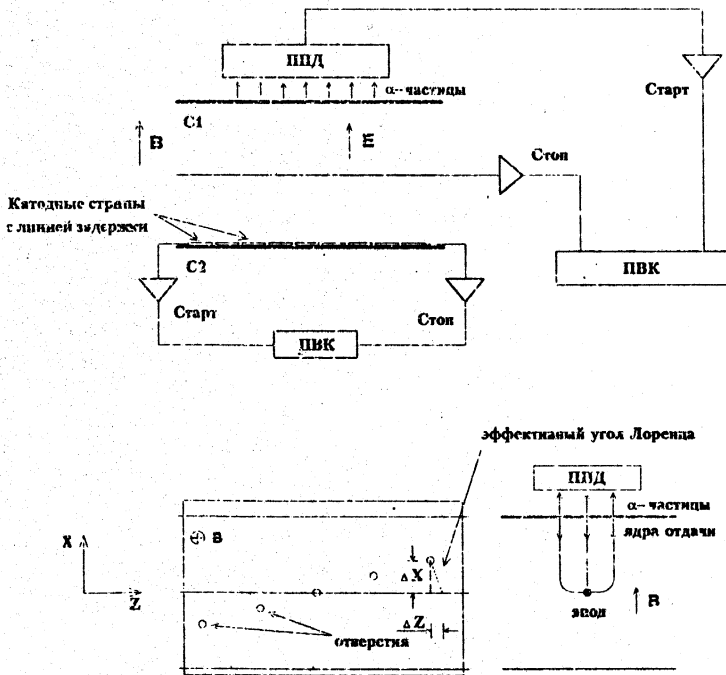


Рис. 3 Схема экспериментальной установки. Пунктиром обозначен путь электронов без магнитного поля, точками - в магнитном поле.

Однако вблизи анодной нити из-за цилиндрической геометрии электрического поля направление движения электронов изменяется. Вследствие этого возникает сила Лоренца, смещающая электроны вдоль анодной нити (так называемый $E \times B$ эффект), что приводит к ухудшению пространственного разрешения камеры с катодным съёмом. Данный эффект также увеличивает время дрейфа электронов до анодов камеры, что ухудшает ее временное разрешение. Измерения влияния $E \times B$ эффекта на параметры камеры также проводились с помощью метода, основанного на регистрации ядер отдачи от α -источника в совпадении с α -частицами. Для измерений была сконструирована специальная пропорциональная камера с катодным съёмом с рядом точечных α -источников на катоде (рис. 3). Максимальное

