

# МЕТОДИКА ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ КООРДИНАТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*В. Д. Пешехонов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проволочные газонаполненные координатные детекторы продолжают оставаться основным инструментом экспериментальной физики высоких энергий и интенсивно внедряются в смежные области науки и техники, прежде всего в биомедицинские исследования. Методическое развитие этих детекторов позволяет широко использовать новые их модификации — многоступенчатые камеры, детекторы низкого давления, времяпроекционные камеры и другие, дающие детектирующим системам новые качественные возможности.

В обзоре изложены принципы работы детекторов, рассмотрены их параметры, даны некоторые примеры использования их в экспериментальной физике. Рассмотрены также некоторые особенности использования детекторов для исследований в области молекулярной биологии и в целях медицинской диагностики на примерах созданных и проектируемых установок.

Wire gaseous coordinate detectors still remain a basic apparatus used at high energy accelerators, and they are being extensively introduced into related areas of science, particularly for biomedical studies. A constant evolution of these detectors makes it possible to apply their new modifications: multistep chambers, low pressure detectors, time-projection chambers and so on which enrich a detector system with new possibilities.

Operational principles of these detectors and their basic parameters are given. Some examples of their application in experimental physics are described. Several features of using the wire detectors for research in molecular biology and for medical diagnostics are considered as examples of existing and being designed setups.

## ВВЕДЕНИЕ

Появление в 60-х годах в физических экспериментах на ускорителях новых координатных детекторов заряженных частиц — бесфильмовых проволочных искровых, а затем многопроволочных пропорциональных (МПК) и дрейфовых (ДК) камер — было обусловлено в значительной мере начавшимся стремительным развитием микроэлектроники, электронно-вычислительной техники, стандартных электронных модульных систем. В дальнейшем эти детекторы стали одним из основных инструментов физики высоких энергий, что объясняется хорошими пространственно-временными характеристиками их, возможностью использования для ионизационных измерений

с целью идентификации частиц, относительной простотой изготовления с учетом требований конкретного эксперимента. В настоящее время к этому классу детекторов относятся также времяпроекционные камеры различной модификации, двух- и однокоординатные проволочные детекторы, работающие в самогасящем стримерном (СГС) режиме, многоступенчатые лавинные камеры. Перспективным направлением развития методов регистрации излучения является разработка новых регистрирующих систем, основанная на сочетании газонаполненных проволочных детекторов с детекторами других видов.

Арсенал регистрирующих устройств экспериментальной ядерной физики постоянно пополняется детекторами новых видов, обладающих более высокими пространственными или временными возможностями. Разработаны новые сцинтилляторы ВGO и ВаF<sub>2</sub>, находят применение микроканальные пластины, кремниевые полосковые детекторы, приборы с зарядовой связью. Тем не менее значимость газонаполненных координатных детекторов не уменьшается. В установке ДЕЛФИ, например, создаваемой для исследований на встречных электрон-позитронных пучках ЛЭП (ЦЕРН), информация будет регистрироваться по  $\sim 1,2 \cdot 10^5$  каналам с различных детекторов этого класса, что составляет около 75% предполагаемого общего числа регистрационных каналов [1].

Наличие относительно дешевых электронно-вычислительных устройств, снабженных быстродействующей памятью достаточной емкости, наряду с развитием методов катодного считывания с МПК и ДК, позволивших получать двухкоординатную информацию при регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов, открыло возможность использования этих детекторов в качестве так называемого электронного аналога рентгеновской пленки. Работы в этом направлении были начаты в середине 70-х годов и ведутся во многих крупных физических центрах, таких, как ЦЕРН, ОИЯИ, ИЯФ (Новосибирск) и других, главным образом по применению МПК для рентгеноструктурных исследований и медицинской диагностики. Замена традиционных детекторов электронными позволяет:

относительно просто использовать современные средства приема и хранения информации, выполнять математическую обработку различной сложности, представлять результаты в привычном для исследователя виде;

увеличить чувствительность за счет повышения эффективности регистрации излучения и значительного снижения уровня фона, тем самым снижая радиационную нагрузку на исследуемые объекты и уменьшая время исследований более чем в сотни раз.

Вопросы методики газонаполненных координатных детекторов и особенностей их применения в ядерной физике и в прикладных областях рассматривались в [2—7]. Данная статья посвящена основным свойствам этих детекторов и некоторым особенностям применения их для биомедицинских исследований.

## 1. КООРДИНАТНЫЕ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ РАДИОГРАФИИ В БИМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Из опыта применения координатных газонаполненных детекторов в физике высоких энергий известны их следующие основные свойства:

детекторы управляемы, что позволяет уменьшать количество фоновых событий;

пригодны для организации предварительного отбора событий; обладают высоким временным разрешением (малым временем памяти), что позволяет регистрировать отдельно частицы, отделенные друг от друга на минимальные отрезки времени;

имеют малое мертвое время, т. е., являясь быстродействующими, обеспечивают высокую скорость набора информации;

обладают достаточно высоким пространственным разрешением, т. е. хорошей точностью определения истинных координат точки пересечения частицы с плоскостью детектора, а также способностью раздельной регистрации одновременных близких событий.

По способу считывания информации они делятся на детекторы дискретного и аналогового типа [8, 9]. В первом случае координатная информация определяется по номеру дискретного элемента детектора, электронное устройство которого зарегистрировало импульс при прохождении частицы. Во втором — определение координат происходит в результате проведения одной из следующих процедур: а) анализа регистрируемых зарядов по сигналам с нескольких электронных устройств, параллельным образом подключенных к детектору; б) измерения задержки появления сигнала относительно момента прохождения частицы измерением времени дрейфа образованного заряда до регистрирующего электронного устройства; в) измерения задержки появления сигнала введением линий задержки между дискретными элементами детектора.

В физике высоких энергий только часть проходящего через детектор излучения представляет интерес. Применение детекторов в прикладных исследованиях предполагает равный интерес ко всем случаям регистрации излучения.

Исследование структуры различных объектов традиционно производится получением их изображения на фотопленке, детектирующей излучение, пропускаемое через объекты исследования или испускаемое ими. Электронные координатные детекторы, например МПК, используемые для подобных целей, совместно с электронным оборудованием называются электронными аналогами рентгеновской пленки, а метод — цифровой радиографией. Детектор при этом можно представить в виде матрицы с прямоугольными ячейками, в количестве обычно от  $64 \times 64$  до  $256 \times 256$ . Информация с них поступает в память объемом от 4 до 64 К слов соответственно. Линейные размеры ячеек ( $l_x$  и  $l_y$ ), определяющие пространственное разрешение системы, обычно 0,5 мм или более. Выполняется соотношение  $l_x l_y =$

$= S/N$ , где  $S$  — чувствительная площадь детектора, а  $N$  — объем памяти, разрядность слов которой (до 20 бит) определяет динамический диапазон системы. Характеристики системы определяются детектором, методом считывания информации, регистрирующей электронной аппаратурой, которая производит предварительный отбор данных и цифровое кодирование координатной информации. ЭВМ с запоминающими устройствами (буферная память, магнитная лента, гибкие диски) используется для накопления, статистического анализа, цифровой обработки и отображения информации. Для представления данных используются телевизионные дисплейные системы с числом разрешаемых элементов не менее числа ячеек детектора, обладающие большим диапазоном черно-белых или цветových градаций.

Большая интенсивность потока излучения и высокая плотность информации требуют быстрого действия детектора и снимают требования к 100%-ной эффективности регистрации. Обычно эффективность составляет десятки процентов, обеспечивается высокая однородность детектора по площади. Большая угловая расходимость потока излучения предполагает использование относительно тонких детекторов. Наиболее простой и самый распространенный метод считывания координатной информации с МПК — при помощи ЛЗ, позволяет получать высокое разрешение (доли миллиметра) и хорошее быстродействие (сотни килогерц). Заметим, что считывание информации с двух концов ЛЗ в 2 раза повышает пространственное разрешение, сохраняя значение временного. Анодные проволоки, как правило, объединены, и сигналы с них используются для запуска аппаратуры и амплитудного отбора событий. Координатная информация считывается по двум регистрационным каналам на координату.

Применение детекторов в прикладных исследованиях предполагает, что работать с ними будут неспециалисты. Следовательно, детекторы должны обладать высокой стабильностью параметров, иметь малое число регистрационных каналов, быть предельно простыми в эксплуатации. Газонаполненные координатные детекторы наиболее полно отвечают этим требованиям.

## 2. РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ. МЕХАНИЗМ СБОРА ЗАРЯДА

**Заряженное излучение.** При прохождении заряженных частиц через вещество в результате электромагнитного взаимодействия их с электронами и атомными ядрами происходит возбуждение и ионизация атомов, существенные даже в тонких слоях. Это ионизационное торможение, значительное для медленных частиц, сопровождается уменьшением их кинетической энергии. Ионизационные потери на единицу длины пути определяются хорошо известной формулой Бете — Блоха. С уменьшением скорости частиц удельные ионизационные потери возрастают.

Электрон с кинетической энергией, значительно превышающей потенциал ионизации атомов среды и образованный в результате ио-

низационного торможения частицы с зарядом  $z$ , принято называть  $\delta$ -электроном. Максимальная энергия вырываемого электрона определяется выражением:

$$E_{\text{макс}} = 2mc^2\beta^2/(1 - \beta^2),$$

где  $m$  — масса электрона;  $\beta$  — скорость налетающей частицы в единицах скорости света  $c$ , а угол вылета  $\delta$ -электрона с энергией  $E$  определяется как

$$\cos^2\theta = E/E_{\text{макс}}.$$

При прохождении частиц через вещество с зарядом  $Z$ , атомным номером  $A$  и толщиной слоя  $x$  ( $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ ) полное число образуемых  $\delta$ -электронов (рис. 1) с энергиями, превышающими значение  $E_1$  (МэВ), равно

$$N_\delta = 0,1535 \frac{z^2 Z x}{\beta^2 A} \frac{1}{E_1}.$$

Большая часть электронов выбивается под углом  $\pi/2$  и имеет малую энергию. Из рис. 1 видно, что при прохождении релятивистского

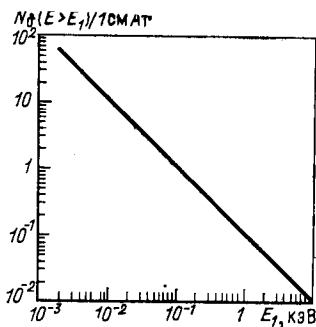


Рис. 1. Число электронов с энергией больше, чем  $E_1$ , выбиваемых в 1 см аргона при нормальных условиях протонами с энергией 10 ГэВ

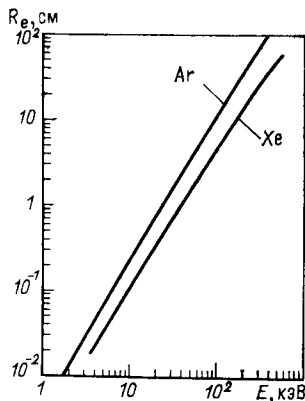


Рис. 2. Зависимость пробега электронов в Ar и Xe при нормальных условиях от энергии [10, 11]

протона в 1 см аргона образуется около 10 электронов с энергиями, превышающими потенциал ионизации газа, каждый десятый имеет энергию более 1 кэВ. В 5% случаев регистрируемые частицы образуют  $\delta$ -электроны, пробег которых в аргоне превышает 100 мкм, что оказывает определенное влияние на пространственное разрешение детектора. Так как существует отличная от нуля вероятность вырыва-

ния электронов с энергиями до  $E_{\text{макс}}$ , возможен выход первичных электронов за пределы тонких детекторов. Зависимость пробега медленных электронов в газе от их энергии показана на рис. 2.

Электроны с кинетической энергией, превышающей потенциалы возбуждения  $E_v$  или ионизации  $I$  атомов среды, способны, в свою очередь, возбуждать или ионизировать атомы вещества. В газовой среде при нормальных условиях на каждый первичный электрон (число которых на 1 см пути частиц —  $n_i$ ) образуется еще около трех электронов вторичной ионизации. Полное число образуемых ионных пар  $n_T$  определяется как отношение полных энергопотерь частицы в газовом объеме детектора к средней энергии  $\omega$  образования электрон-ионной пары. Так как полные энергетические потери заряженной частицы в тонком слое вещества происходят в результате малого числа первичных взаимодействий (в аргоне, например, при нормальных условиях между двумя актами первичной ионизации среднее расстояние 450 мкм), величина их сильно флуктуирует. Вероятность образования высокоэнергетических  $\delta$ -электронов приводит к асимметрии распределения ионизации относительно наиболее вероятного значения, что требует наличие большого динамического диапазона детектора по чувствительности. Определение среднего значения ионизации для каждой частицы по большому числу независимых измерений, после отбрасывания около 50% наибольших полученных значений, лежит в основе идентификации частиц в области релятивистского роста ионизационных потерь с помощью газовых детекторов. Распределения средней ионизации (построенные по 70% наименьших значений из 192 измерений) являются узкими и гауссовыми по форме, полная ширина на полувысоте (ШПВ) их достигает 8,4%, что позволяет отделять пионы от каонов и каоны от протонов в диапазоне импульсов 5—40 ГэВ/с [12]. Вопросы идентификации частиц подробно рассмотрены, например, в [13] и выходят за пределы данной статьи. Заметим только, что в конденсированных средах эффект плотности, прекращающий рост ионизационных потерь с возрастанием энергии релятивистских частиц, проявляется раньше, чем в разреженных.

В табл. 1 приведены некоторые параметры наиболее широко используемых газов [3, 14—18].

Представляет интерес применение газовых координатных детекторов, чувствительных к ультрафиолетовому излучению, для идентификации заряженных частиц с импульсами от 1 до сотен ГэВ/с. Идентификаторы состоят из газового радиатора с фокусирующим элементом, в фокальной плоскости которого расположен координатный детектор. При прохождении быстрой заряженной частицы со скоростью  $\beta$  через прозрачную среду с показателем преломления  $n > 1$  в случае  $\beta n > 1$  происходит поляризация атомов среды, приводящая к излучению Вавилова — Черенкова, направленному под углом  $\Theta$  относительно траектории частицы:

$$\Theta = \arccos (\beta n)^{-1}.$$

Таблица 1. Некоторые параметры газов, наиболее широко используемых для заполнения проволочных координатных детекторов

Газ	z	A	$\rho$ , мг/см <sup>3</sup>	$E_{\text{В}}$ , эВ	I, эВ	$\omega$ , эВ/па- ра	dE/dx, кэВ/см	$n_{\text{I}}$ ,	$n_{\text{T}}$ ,
								пар ионов см	пар ионов см
He	2	4	0,178	20,9	24,6	41	0,26	3,7	6,3
Ne	10	20,2	0,90	16,6	21,6	36,2	1,17	11	32
Ar	18	39,9	1,78	11,6	15,8	26,2	2,11	22	80,5
Kr	36	83,8	3,74	10,0	14,0	24,0	4,24	41	177
Xe	54	131,3	5,89	8,4	12,1	21,5	6,16	62	286
CO <sub>2</sub>	22	44	1,98	10,0	13,8	34,3	2,93	26	85
CH <sub>4</sub>	10	16	0,72		13,1	28	1,33	12	48
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	58	2,67		10,6	23	4,5	42	195

Число фотонов с длинами волн в диапазоне от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , испускаемых ультрарелятивистской частицей с единичным зарядом на пути  $L$ , определяется выражением:

$$N = KL \sin^2 \Theta,$$

где

$$K = \frac{2\pi e^2}{\hbar s} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

В плоскости, нормальной к направлению движения частицы, излучение может быть зафиксировано в виде кольца определенного радиуса. В спектральном диапазоне, определяемом квантовой эффективностью газовых координатных детекторов, коэффициент  $K \approx 70 \text{ см}^{-1}$  [19].

**Рентгеновское и  $\gamma$ -излучение.** При прохождении через вещество потока  $\gamma$ -квантов имеет место экспоненциальное ослабление пучка. Кванты выбывают из пучка в результате единичных актов взаимодействия, приводящих к рассеянию или поглощению их. Ответственными за это являются процессы фотопоглощения, рэлеевского и комптоновского рассеяния, образования электрон-позитронных пар. Последнее возможно для квантов с энергией более 1,02 МэВ. Вклад различных процессов в эффективность взаимодействия квантов с энергией 50—800 кэВ со свинцом, часто используемым в качестве внешнего конвертора в газовых детекторах, проиллюстрирован на рис. 3. Основным механизмом взаимодействия в этом энергетическом диапазоне является фотоэффект, при более высоких энергиях (для свинца, например, в диапазоне 0,5—5 МэВ) преобладает эффект Комптона. Рэлеевское рассеяние, при котором падающий квант отклоняется без потери энергии, может влиять на пространственное разрешение и учитывается при низких энергиях. Если конвертором служит газовое наполнение детектора (Xe или Ar), комптоновское рас-

сеяние становится основным механизмом взаимодействия для  $\gamma$ -квантов с энергиями более 300 или 80 кэВ соответственно. На рис. 4 приведено отношение сечения комптоновского рассеяния  $\sigma$  к сечению

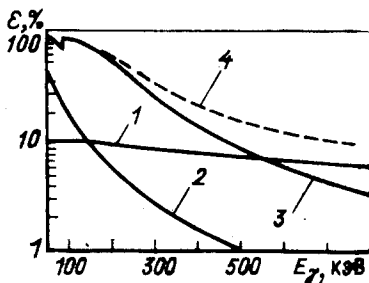


Рис. 3. Эффективность взаимодействия  $\gamma$ -квантов с энергией до 800 кэВ в свинце толщиной 1 мм:

1 — эффективность комптоновского рассеяния; 2 — рэлеевского рассеяния; 3 — фотопоглощения; 4 — суммарная эффективность

фотопоглощения  $\tau$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для некоторых веществ.

При фотоэффекте взаимодействие  $\gamma$ -кванта, обладающего энергией  $E_\gamma$ , с атомным электроном приводит к вырыванию его из атома, причем кинетическая энергия электрона

$$T_e = E_\gamma - I_i,$$

где  $I_i$  — энергия связи электрона на  $i$ -оболочке атома. Зависимость энергии связи электронов от атомного номера вещества показана на

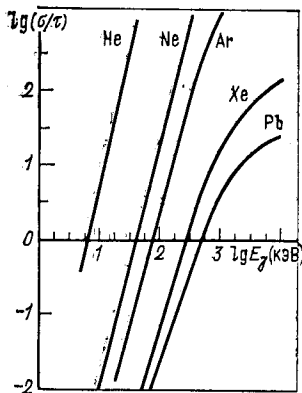


Рис. 4. Отношение сечения комптоновского рассеяния  $\sigma$  к сечению фотопоглощения  $\tau$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для некоторых веществ

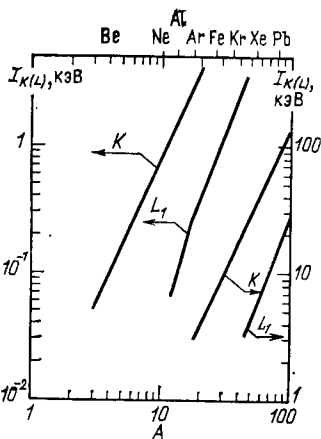


Рис. 5. Зависимость энергии связи электронов на  $K$ - и  $L_1$ -оболочках атомов от атомного номера [20]

рис. 5. Заметим, что сечения всех указанных выше видов взаимодействий возрастают с ростом заряда атомов среды, что определяет выбор конвертора.



Освободившиеся в результате фотоэффекта на  $i$ -оболочке атома вакансии заполняются за время около  $10^{-15}$  с электронами внешних оболочек. При этом с вероятностью  $\omega_i$  испускается флуоресцентный фотон, в остальных случаях — один из внешних электронов (электрон Оже).

Для  $K$ -оболочки флуоресцентный выход равен [21]:

$$\omega_K = P_{K\gamma} / (P_{K\gamma} + P_{Ke}),$$

где  $P_{K\gamma}$  — вероятность снятия возбуждения атома испусканием  $\gamma$ -кванта,  $P_{Ke}$  — электрона Оже. Энергия флуоресцентного кванта при этом определяется энергетической разностью  $K$ - и  $L$ -уровней:

$$E_{K\gamma} = I_K - I_L,$$

а энергия наиболее вероятного  $KLL$  оже-электрона:

$$E_e = I_K - 2I_L.$$

Зависимость вероятности и энергии флуоресцентного излучения от атомного номера вещества показана на рис. 6. Флуоресцентное излучение может ухудшать пространственное и энергетическое разрешение детекторов. Флуоресцентный квант со средним значением свободного пробега  $\lambda = \mu^{-1}$ , где  $\mu$  — полный коэффициент ослабления, может выйти за пределы детектора или образовать удаленный от первого вторичный фотоэлектрон с  $L$ -оболочки атома. В Хе при нормальных условиях  $\lambda \approx 20,7$  см.

Фотоэлектроны мягкого рентгеновского излучения вылетают, главным образом, под углом  $\pi/2$  к направлению движения квантов. С увеличением энергии направление вылета фотоэлектронов приближается к направлению движения первичного излучения. Так, для квантов с энергиями 1 МэВ, 80 и 20 кэВ средний угол вылета около  $10^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $65^\circ$  соответственно.

При комптоновском рассеянии длина волны излучения изменяется от  $\lambda_0$  до  $\lambda$  в зависимости от угла рассеяния  $\varphi$ , как  $\lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2 \varphi/2$ , где комптоновская длина волны  $\Lambda = 0,00242$  нм. Каждый акт рассеяния сопровождается появлением электрона отдачи с кинетической энергией (эВ)

$$E_e = \frac{2479,5\Lambda \sin^2 \varphi/2}{\lambda_0 (\lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \varphi/2)},$$

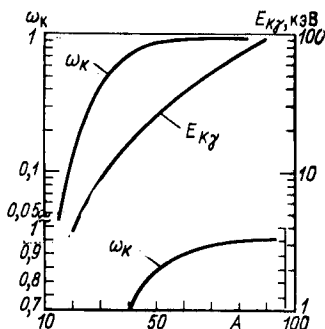


Рис. 6. Зависимость флуоресцентного выхода  $\omega_K$  и энергии флуоресцентных квантов  $E_{K\gamma}$  от атомного номера [20]

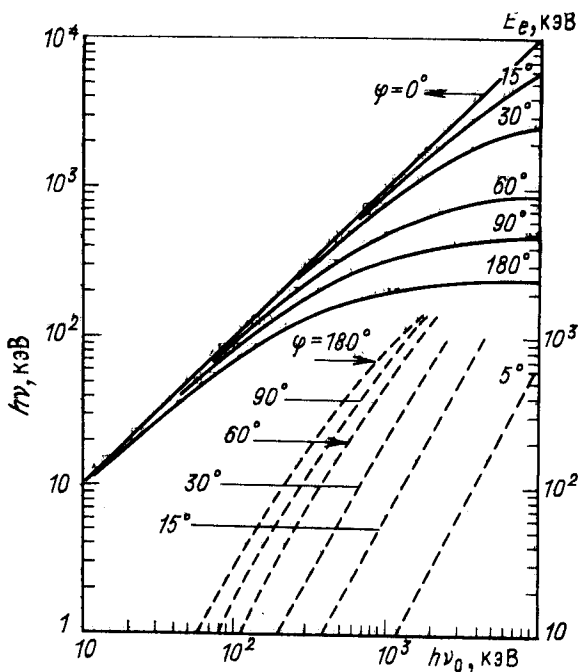


Рис. 7. Зависимость изменения длины волны при комптоновском рассеянии от энергии излучения (сплошные линии) для различных углов рассеяния. Зависимости кинетической энергии электронов отдачи от энергии падающих квантов (пунктирные линии) для различных углов комптоновского рассеяния

где длина волны задается в нанометрах. На рис. 7 показано изменение длины волны излучения и кинетической энергии электронов отдачи в зависимости от энергии рассеивающихся квантов для различных углов рассеяния.

Высокоэнергетические электроны отдачи вылетают в направлении падающих квантов. С уменьшением энергии угол между направлениями вылета электронов отдачи и первичных квантов возрастает до  $\pi/2$ . Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов, имеющее место до прохождения их в рабочий объем детектора, влияет на пространственное разрешение в результате изменения направления и на энергетическое в результате изменения длины волны. Комптоновское рассеяние на атомных электронах газового наполнения детектора также может вносить неопределенность при координатных измерениях.

**Регистрация нейтронов.** Основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является их взаимодействие с ядрами, а детектирование нейтронов осуществляется по ионизации, создаваемой вторичными частицами. Чаще всего быстрые нейтроны детектируют реги-

страцией протонов отдачи. Детектирование нейтронов низких энергий происходит с помощью  $(n, \gamma)$ -,  $(n, \alpha)$ - или  $(n, p)$ -реакций. Заметим, что ядра, образующиеся в результате реакций радиационного захвата, обычно  $\beta$ -радиоактивны.

Взаимодействие нейтронов при их регистрации может происходить или с веществом газового наполнения детекторов, или с веществом, служащим конвертором и расположенным в непосредственной близости от детектора. В первом случае в состав газового наполнения детектора вводят водородсодержащие добавки,  $^3\text{He}$  или  $\text{BF}_3$ . В качестве внешних конверторов применяются обычно  $\text{CH}_4$ ,  $^6\text{LiF}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $\text{Gd}$ ,  $\text{Du}$ , могут применяться также вещества, обладающие избирательной способностью захвата нейтронов резонансных энергий.

При регистрации тепловых нейтронов по реакции  $B(n, \alpha)\text{Li}$  определяют обычно координаты точек остановки  $\alpha$ -частиц с энергией 1,5 МэВ, удаленные от точек конверсии нейтронов на значительное расстояние. Пространственная точность при этом не лучше 2—3 мм [22]. Достаточно большая величина удельных ионизационных потерь вторичного излучения позволяет применять газонаполненные детекторы низкого давления с так называемыми фокусирующими свойствами, что позволяет улучшить точность до долей миллиметра [23, 24]. Если пробег  $\alpha$ -частиц с энергией 1,5 МэВ в аргоне при нормальных условиях около 1 см, то в боре пробег составляет около 4 мкм, это определяет эффективную толщину конвертора. Оценка эффективности выхода  $\alpha$ -частиц из конвертора толщиной 0,4 мг·см<sup>-2</sup>, обогащенного  $^{10}\text{B}$  до 90 %, показала, что ожидаемая эффективность регистрации тепловых нейтронов газовым детектором с конвертором из  $^{10}\text{B}$  около 1 % [25]. Установка конверторов с двух сторон детектора удваивает выход вторичных частиц.

Высокоэффективная регистрация тепловых нейтронов возможна газонаполненными детекторами высокого давления. При введении в состав газовой смеси, находящейся при давлении 1013 кПа,  $^3\text{He}$  в количестве 60 % эффективность регистрации нейтронов с длиной волны 0,28 нм около 70 %. Пространственное разрешение при этом не лучше нескольких миллиметров [4].

**Диффузия и дрейф электронов в газе.** Образованные в результате ионизации электроны и ионы при многократных столкновениях с атомами газа теряют свою кинетическую энергию до уровня, определяемого средней тепловой энергией атомов. Плотность образованного заряда со временем уменьшается за счет рекомбинации и потерь электронов в результате их захвата электроотрицательными молекулами. Вероятность захвата электронов характеризуется коэффициентом прилипания  $h$ , представляющим собой отношение сечения образования отрицательных ионов к полному сечению взаимодействия электронов с атомами. Для инертных газов,  $\text{H}_2$  и  $\text{N}_2$   $1/h \sim \infty$ , тогда как для  $\text{CO}_2$ , например, равна  $1,6 \cdot 10^8$  [26].

Под действием электрического поля облако электронов за время  $t$  перемещается на  $x$  по направлению к аноду. При этом происходит

разброс координат электронов, среднеквадратичное отклонение которого равно:

$$\sigma_x^2 = 2Dt = 2\varepsilon_K x / eE,$$

где  $D$  — коэффициент диффузии;  $\varepsilon_K$  — характеристическая энергия электронов ( $\varepsilon_K = kT$  для идеального газа). В сильных электрических полях  $\varepsilon_K$  для некоторых газов может значительно возрасти, в некоторых газах ( $\text{CO}_2$ ) электроны остаются тепловыми даже в сильных полях. В электрическом поле при  $E/p > 10^{-3}$  В/(см·мм рт. ст.) \* диффузия вдоль направления поля  $D_L$  и в перпендикулярном направлении  $D_T$  различна. Так, в гелии с водородом, аргоне и ксеноне отношение  $D_T/D_L$  примерно равно 2, 7, 10 соответственно [27]. Диффузия электронов влияет на предельную точность детектора. При регистрации наиболее быстрых  $k$  электронов из  $n$  первично образованных, например в дрейфовой камере, координатная точность определяется выражением [18]:

$$\sigma_k = \left( \frac{1}{2 \ln n} \sum_{m=k}^n \frac{1}{m^2} \right)^{1/2} \sigma_x,$$

где  $\sigma_x$  связана с напряженностью электрического поля и давлением  $p$  газа следующим образом:

$$\sigma_x = f(E/p) (x/p)^{1/2}.$$

Средняя скорость движения зарядов в электрическом поле по направлению к соответствующим электродам называется скоростью дрейфа  $W$ . Если ионы в электрическом поле практически не меняют своей средней энергии, то электроны приобретают энергию, максимальное значение которой определяется нижними энергетическими уровнями атомов газа. Добавление к чистым газам с высоким первым уровнем возбуждения высокомолекулярной добавки с большим числом низких уровней возбуждения приводит к уменьшению приобретаемой электронами энергии. Уменьшается сечение взаимодействия электронов с атомами, возрастает средний пробег между столкновениями, что приводит к увеличению скорости дрейфа. На рис. 8 показаны зависимости  $W$  от отношения  $E/p$  для некоторых смесей. Подобные зависимости для различных газовых смесей даны в работе [30].

**Неупругие столкновения электронов с атомами.** Если энергия электронов, приобретаемая ими в сильном электрическом поле между двумя столкновениями, превышает энергию возбужденного уровня или равна ей, происходит возбуждение атома. В молекулярных газах электроны возбуждают колебательные уровни основного состояния и теряемая ими энергия значительно меньше, чем для одноатомных газов. Если электрон между двумя столкновениями приобретает

\* 1 мм рт. ст. составляет  $1,33 \cdot 10^3$  Па.

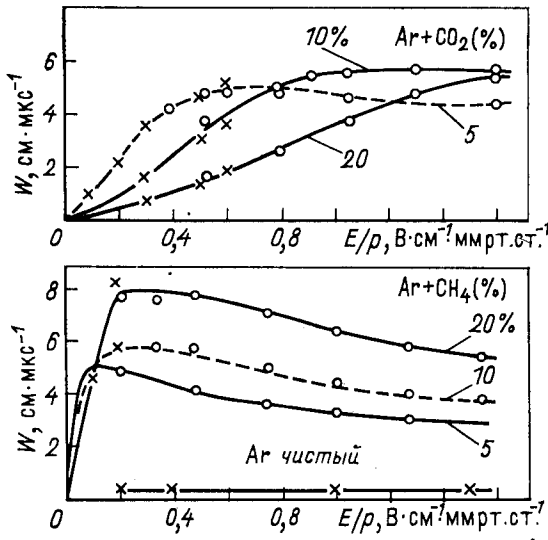


Рис. 8. Зависимость скорости дрейфа электронов в смеси Ar с  $\text{CO}_2$  (верхний рисунок) и с  $\text{CH}_4$ :

○ — по результатам [28]; × — [29]

энергию, превышающую потенциал ионизации атомов газа, имеет место ионизация. На рис. 9 показана зависимость вероятности ионизации некоторых инертных газов от энергии электронов. При высоких значениях  $E/p$ , начиная с некоторого значения напряженности поля, ионизация может принимать лавинообразный характер. Полное число электронов лавины в конце пути  $x$  в однородном поле и при начальном количестве электронов  $n_0$  равно  $n = n_0 e^{\alpha x}$ , где первый коэффициент Таунсенда  $\alpha$  определяет кратность размножения первичного электрона на пути 1 см по направлению поля. Газовое усиление равно  $e^{\alpha x}$ . Зависимость  $\alpha$  от электрического поля для инертных газов показана на рис. 10. Энергия электрона, приобретаемая им между двумя столкновениями, равна:

$$T_e = (E/p) e \frac{1}{\alpha/p},$$

где  $e$  — заряд электрона. Развитие лавины происходит эффективно в поле при  $E/p > 100 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$ .

Добавление, например, Ar в Ne приводит к сильному увеличению  $\alpha$  из-за так называемого эффекта Пеннинга. Действие его заключается в следующем. В результате неупругих столкновений электронов с атомами основной газовой компоненты  $A$  происходит их возбуждение, снимаемое испусканием фотонов  $A^+ \rightarrow h\nu + A$ . Спектры испускания для некоторых инертных газов приведены на рис. 11. Если потенциал возбуждения атомов  $A$  выше потенциала ионизации

атомов газовой добавки  $B$ , имеет место ионизация:  $h\nu + B \rightarrow B^+ + e$ . Подобным образом работают многоступенчатые лавинные камеры при нормальном давлении.

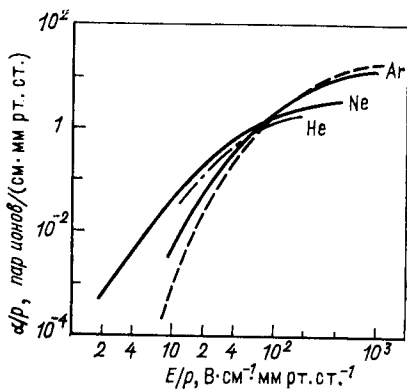
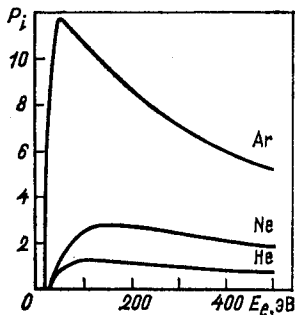


Рис. 9. Зависимость вероятности ионизации некоторых инертных газов от энергии электронов [29]

Рис. 10. Первый коэффициент Таунсенда для некоторых инертных газов [29]

**Механизм сбора заряда в газонаполненных детекторах.** В зависимости от напряженности электрического поля число собираемых пар ионов на электродах детектора, т. е. величина регистрируемого сигнала,

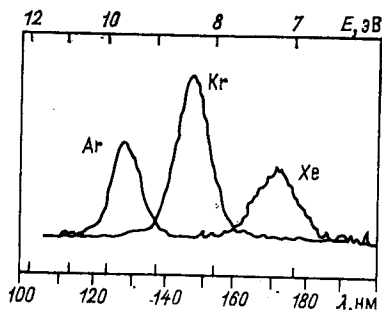


Рис. 11. Спектры испускания некоторых инертных газов [31]

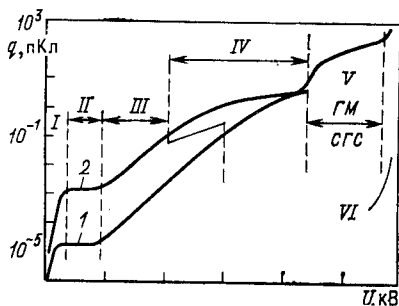


Рис. 12. Качественный характер изменения регистрируемого заряда от напряжения (в условных единицах), прикладываемого к электродам газовых проводочных детекторов [32, 35]:

1 — для релятивистской частицы, испытывающей ионизационное торможение в 1 см аргона при нормальных условиях; 2 — отвечает случаю больших ионизационных потерь

нала, при детектировании частицы может быть различна. Это иллюстрирует рис. 12, на котором можно выделить 6 участков. На участке I сборанию заряда препятствует процесс рекомбинации ионов. При

повышении напряженности возрастает скорость дрейфа, уменьшается вероятность рекомбинации. Для смесей аргона с высокомолекулярными добавками в количестве около 10 % процесс рекомбинации пренебрежимо мал при  $E/p > 0,65$  В/(см·мм рт. ст) [32]. Полный сбор заряда отвечает участку II зависимости. Дальнейшему повышению напряженности поля отвечает область пропорционального режима — участок III. В зоне высокой напряженности поля происходит процесс образования электронных лавин, движущихся к аноду со скоростью  $2 \cdot 10^7$  см/с [26] в виде облака электронов, позади которого остаются положительные ионы. Изменение электрического поля пространственным зарядом, обусловленным положительными ионами, приводит к появлению зависимости коэффициента газового усиления  $M$  при больших его значениях от первичной ионизации. В этом режиме ограниченной пропорциональности (участок IV) начинает ухудшаться энергетическое разрешение детектора. Значение коэффициента газового усиления  $M_h$ , отвечающее началу этого режима, равно:

$$M_h = Q_h/E,$$

где  $E$  — ионизационные потери на единицу длины дискретного элемента проволочного детектора. Коэффициент  $Q_h$  для таких детекторов (МПК) был определен в [32] и равен  $3 \cdot 10^7$  эВ. В случае регистрации релятивистских частиц детектором толщиной 1 см коэффициент усиления  $M_h$  для Ne, Ar, Xe около  $2 \cdot 10^4$ ,  $10^4$ ,  $5 \cdot 10^3$  соответственно.

Дальнейшее повышение напряженности поля приводит к развитию гейгеровского режима (ГМ) или, при выполнении ряда условий, к СГС-режиму — участок V. Для ГМ мертвое время детектора составляет  $\sim 500$  мкс на дискретный элемент. При достаточно высокой концентрации высокомолекулярной добавки понижается вероятность распространения лавин за счет фотоионизации, развитие первичных лавин приводит к образованию стримера, распространяющегося по силовым линиям поля. Рост стримера прекращается при достижении им области слабого поля. В этом (СГС) режиме появляется мертвая зона около 30—90 мкс·см дискретного элемента детектора. Детекторам, работающим в СГС-режиме, посвящен обзор [33]. Заметим, что возможен так называемый двухстримерный режим работы СГС-детектора, при котором с противоположных сторон анодной проволоки развиваются два независимых стримера. Это приводит к различным амплитудам регистрируемых сигналов при регистрации излучения, значительно различающегося по массе и заряду [34].

Участок VI отвечает искровому пробую газового промежутка.

### 3. КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

**Многопроволочные пропорциональные камеры (МПК).** Принцип действия. МПК можно рассматривать как набор цилиндрических счетчиков, расположенных в едином газовом объеме. Они содержат,

как правило, три электрода (рис. 13). Внутренний — анод обычно состоит из проволок диаметром  $d = 20$  мкм, расположенных с шагом  $s = 2$  мм. Внешние, равноудаленные от анода на расстояние  $l$  элект-

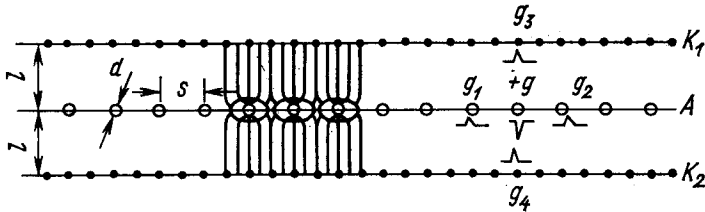


Рис. 13. Схематическое изображение МПК

роды — катоды могут быть сплошными или состоять из дискретных проводящих элементов. Напряженность электрического поля в зависимости от расстояния до анодной проволоки показана на рис. 14. В области сильного электрического поля на расстоянии нескольких

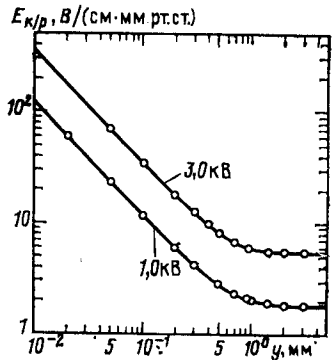


Рис. 14. Зависимость напряженности электрического поля от расстояния от центра анодной проволоки по направлению к катодам при равном напряжении на МПК. Параметры МПК:  $l = 5$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм

радиусов от анодной проволоки происходит образование электронной лавины, регистрируемый заряд  $q$  образуется у проволоки на расстоянии одного свободного пробега электрона  $\lambda$ , в аргоне  $\lambda \approx 1$  мкм [3]. При полном сборе заряда вклад в детектируемый сигнал за счет собирания электронов

$$V^- = - \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{d+2\lambda}{d} s$$

из-за движения положительных ионов:

$$V^+ = - \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{2l}{d+2\lambda}.$$

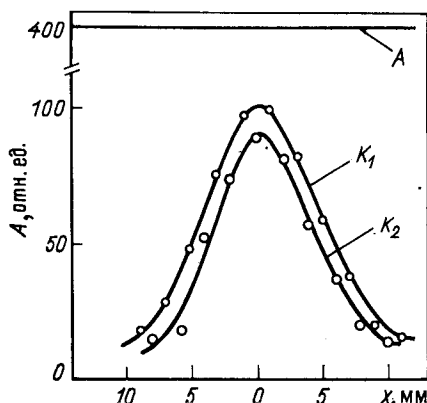
При  $l = 5$  мм,  $d = 20$  мкм отношение  $V^-/V^+ = 0,015$ . Таким образом, регистрируемый импульс определяется в основном отходом положительных ионов из близлежащей к проволоке области. Время



полного сбора заряда определяется подвижностью  $\mu^+$  положительных ионов в газе и может быть оценено выражением:

$$t = (l/\mu^+) (E/p)^{-1}.$$

Рис. 15. Зависимость амплитуды анодного сигнала ( $A$ ) и наведенных сигналов на дискретные элементы катодов от их расстояния от центра лавины. МПК размером  $250 \times 250$  мм,  $l = 3$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм, катоды  $K_1$  и  $K_2$  намотаны с шагом 1 мм



Так как  $\mu^+ \simeq 1,5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  [36], для МПК с  $l = 5$  мм и  $E/p = 1,5 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$   $t \simeq 0,2$  мс. Анализ наводимого на анодную проволоку сигнала показывает, что в первые 10 нс наводится 8 %, за 100 нс примерно 14 % полного сигнала [37]. При регистрации  $\gamma$ -квантов первичная ионизация локализована в малой области, время сбора заряда от лавин всех первичных электронов мало. В случае заряженного излучения все первичные электроны собираются за 100—150 нс, проходя 1 мм пути за 20 нс. Это определяет требуемое значение постоянной дифференцирования при сборе заряда быстрой компоненты.

Сигнал отрицательной полярности, регистрируемый с анодной проволоки, определяется зарядом  $q$ . При этом на соседних проволоках и на катодах наводятся сигналы положительной полярности, определяемые зарядами  $q_j$  (рис. 13), где  $-q = \sum q_j$ . На рис. 15 приведена зависимость амплитуды сигналов на выходе линейного усилителя при съеме сигналов с анодной плоскости (все проволоки объединены) и с дискретных элементов катодов. Объединение анодных проволок приводит к увеличению емкости, подключенной к входу усилителя, что для этой МПК уменьшает анодные сигналы по сравнению с дискретным считыванием в 8 раз. С учетом этого из рис. 15 следует, что на катод  $K_1$  наводится  $\sim 0,33q$ , на  $K_2$  — около  $0,25q$ , на соседних анодных проволоках наводимые заряды примерно равны  $0,2q$ . Таким образом, при дискретном считывании с анода и с катодов чувствительность катодных усилителей должна превышать чувствительность анодных приблизительно в 30 раз. Приведенные зависимости получены с помощью источника  $^{56}\text{Fe}$ , конверсия квантов происходила в основном вблизи катода  $K_1$ . Из-за эффекта угловой локализации лавин у анодных проволок [36, 38] наблюдается некоторая разница в считываемых сигналах с катодов  $K_1$  и  $K_2$ .

**Эффективность.** При определенной чувствительности усилителей эффективность МПК определяется видом газового наполнения, приложенным напряжением  $U$  и геометрическими параметрами детектора. Известен широкий набор газовых смесей, обеспечивающих эффективность регистрации заряженного излучения, близкую к 100 %. При отсутствии специальных требований, как, например, предельно высокое временное разрешение или газовое усиление, большая эффективная плотность газа — наполнителя детектора, наиболее удобны промышленные двухкомпонентные смеси Ar с 20—30 %  $\text{CH}_4$  или

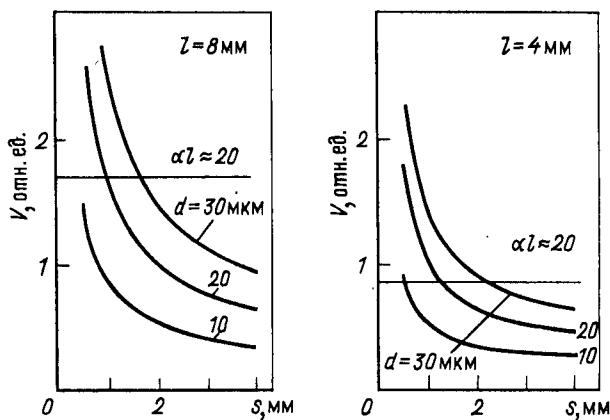


Рис. 16. Зависимость напряжения от шага намотки анода для МПК с различным межэлектродным расстоянием  $l$  для различного диаметра анодных проволок

$\text{CO}_2$ . При продуве камер в газовую смесь вводится несколько процентов паров спирта, что увеличивает плато эффективности приблизительно на 40 % [39]. Молекулы спирта препятствуют фотоэффекту на катодах и образованию вторичных электронов при подходе положительных ионов к катоду. В ряде случаев, особенно для МПК больших размеров, при изготовлении которых трудно обеспечить необходимые точности, целесообразно применять смеси с электроотрицательными добавками, например так называемую «магическую» смесь: аргон, изобутан (23 %), фреон-13В1 (0,2 %), метилаль (4 %) [40]. В этих смесях достигаются высокие коэффициенты газового усиления, отсутствуют самопроизвольные искровые разряды, что позволяет получать плато эффективности достаточной величины. Для МПК с шагом  $s = 1$  мм была предложена газовая смесь аргона с  $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$  (14 %) и  $\text{CO}_2$  (50 %), которая обеспечила их высокоэффективную стабильную работу [41].

Изменение напряжения, при котором напряженность поля на поверхности анодных проволок различного диаметра имеет постоянное значение, в зависимости от шага их намотки показано на рис. 16. Отмечено напряжение, при котором наступает пробой промежутка

в соответствии с условием Ретера [26]:  $\alpha l = 20$ . Уменьшение диаметра анодных проволок понижает требуемые значения напряжения, появляется возможность получения более высокого газового усиления. Однако электростатические проблемы ограничивают применение проволок малого диаметра [42]. С уменьшением межэлектродного расстояния возможности МПК несколько ухудшаются, при изменении  $l$  от 8 до 4 мм минимально допустимое значение  $s$  для проволок определенного диаметра возрастает, например, на 20 %. Заметим, что изменение диаметра анодных проволок на 1 % меняет коэффициент газового усиления на 10—15 % [43].

*Временное разрешение* МПК определяется как полная ширина на полувысоте кривой задержанных совпадений между сигналами с камеры и разрешающим сигналом на регистрирующей электронной аппаратуре. Величина его определяется как длительностью разрешающего сигнала, так и шириной временного распределения сигналов с МПК. При регистрации заряженного излучения с эффективностью 99 % временное разрешение обычно не хуже 40—50 нс. Полная ширина временного спектра на полувысоте (ШПВ) распределения сигналов с МПК и на уровне, в пределах которого находится 99 % событий, для смесей Ag с CO<sub>2</sub> равна 10 и 30 нс соответственно [44, 45]. Для смеси Ag с изобутаном эти времена увеличиваются до 12 и 50 нс. Наиболее высокое разрешение наблюдается для смесей на основе неона, так, для Ne с 20 % CO<sub>2</sub>, 8 % Ag и 3,5 % C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH эти значения равны 8 и 23 нс соответственно [46].

При аналоговом съеме информации с помощью линий задержки (ЛЗ) в ряде случаев следует различать временное разрешение камеры для анодных и катодных сигналов. Если временное разрешение по анодным сигналам обычно около 50 нс, то временное разрешение по катодным сигналам и мертвое время ( $\tau_m \approx \tau_n L$ ) детектора совпадают, где  $\tau_n$  — погонная задержка линий, а  $L$  — линейный размер детектора. Действительно, при регистрации двух одновременных или разделенных на интервал времени, меньший чем  $\tau_m$ , событий неопределенность в определении координат каждой частицы неустранима. Временное разрешение МПК с аналоговым считыванием обычно 0,5 — 1 мкс. Высокое временное разрешение детекторов по анодным сигналам используется для исключения фоновых событий анализом совпадения их с быстрыми мониторными сигналами.

*Пространственное разрешение.* Неопределенность в определении координат частиц, регистрируемых МПК с цифровым считыванием, соответствует расстоянию между анодными проволоками и равна  $\pm s/2$ . Среднеквадратичное отклонение, как для любого прямоугольного распределения, равно  $\sigma = s/\sqrt{12}$ . Для МПК с шагом анодных проволок 2 мм получено разрешение  $\sigma = 0,56$  мм [47]. Уменьшение расстояния между анодными проволоками улучшает не только пространственное, но и временное разрешение, повышает эффективность использования детекторов в интенсивных пучках частиц. При этом, однако, требуется либо повышение высоковольт-

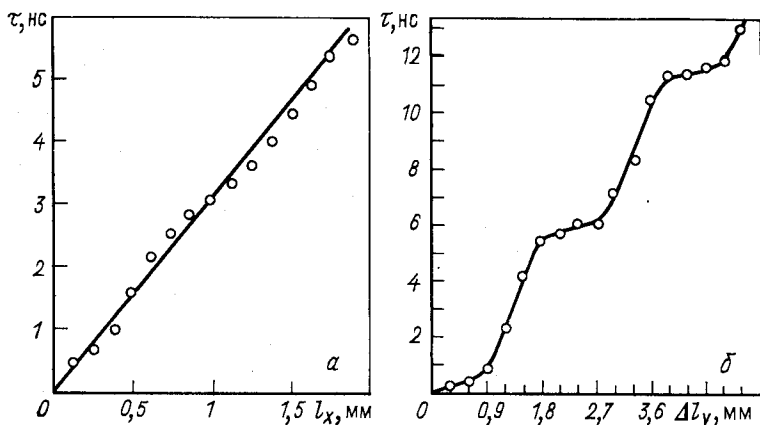


Рис. 17. Зависимость задержки координатного сигнала, считываемого с помощью катодной линии задержки, от смещения пучка  $\gamma$ -квантов диаметром 0,15 мм характеризующая линейность детектора [49]:

*a* — пучок перемещается вдоль анодных проволок; *б* — перпендикулярно анодным проволокам

ного напряжения для обеспечения необходимого газового усиления, либо увеличение чувствительности усилителей. Частично эти требования могут быть ослаблены уменьшением диаметра анодных проволок. Известно достаточно много работ по применению МПК с шагом анодных проволок 1 мм. Такие МПК, например, успешно использовались для диагностики сепарированного пучка антидейтронов в ИФВЭ [41]. Для вершинного детектора разработана система из 18 МПК с анодным шагом 0,5 мм, отдельные камеры сдвинуты друг относительно друга на  $s/2$ . Полученное разрешение  $\sigma = 80$  мкм [48].

При катодном считывании с электрода, проволоки которого расположены ортогонально анодным,  $s$  не ограничивает пространственную точность. Зависимость задержки центра катодного сигнала от смещения пучка рентгеновского излучения вдоль анодных проволок показывает (рис. 17, *a*), что МПК равноточна по этой координате, дифференциальная нелинейность около  $\pm 60$  мкм, характер ее периодический. Считывание осуществлялось с помощью ЛЗ. Подобные модуляции могут вызываться как искажением формы сигналов с ЛЗ (период их связан с шагом намотки линий), так и неоднородностью поля вблизи катодных проволок [50]. Точность детектора по второй координате (рис. 17, *б*), получаемой с электрода, дискретные элементы которого расположены параллельно анодным, связана с шагом намотки  $s$ . Так как развиваемая у анодной проволоки лавина не охватывает ее полностью, а пространственно ориентирована, имеет место смещение центра наведенного заряда, которое связано с удалением точки конверсии от анодной проволоки. Наблюдаемая зависимость задержки координатных сигналов от смещения пучка

$\gamma$ -квантов (рис. 17, б) указывает на возможность получения более высокой точности, чем в случае прямоугольного распределения.

При координатном считывании с помощью ЛЗ пространственное разрешение детектора может ограничиваться собственным разрешением электроники [51, 52]:  $\sigma_{\text{эл}} = A_{\text{ш}} t_{\text{ф}} / A_{\text{с}} \tau_{\text{п}}$ , где  $A_{\text{с}}$  — амплитуда регистрируемого сигнала,  $A_{\text{ш}}$  — среднеквадратичная амплитуда шума,  $t_{\text{ф}}$  — фронт сигнала (обычно 50—100 нс). На практике применяются линии с  $\tau_{\text{п}} = 1 \div 10$  нс/мм, для обеспечения высокого разрешения отношение сигнал/шум должно быть не менее 50. При регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 5,9 кэВ получено разрешение  $\sigma = 100$  мкм [51]. Возможно двухкоординатное считывание методом деления заряда со специальных электродов, обеспечивающих кодирование координат  $X$  и  $Y$  в зарядовом соотношении [53—55]. Электроды выполнены на фольгированном стеклотекстолите в виде повторяющихся клиньев и полос, площадь которых линейно зависит от координаты. При этом, в отличие от резистивного считывания, точность ограничивается только размерами лавин. Для МПК размером в несколько метров считается возможным легко реализовать таким способом пространственную точность около 0,1 % длины анодных проволок [55].

*Энергетическое разрешение. Загрузочная способность.* Зависимость энергетического разрешения МПК от напряжения на камере пока-

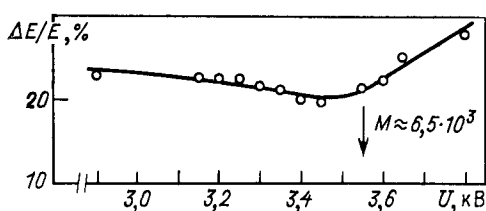


Рис. 18. Зависимость энергетического разрешения МПК от напряжения на камере. Регистрируются кванты с энергией 5,9 кэВ [32]. Стрелкой указано напряжение и дано значение газового усиления, при котором детектор начинает работать в режиме ограниченной пропорциональности

зана на рис. 18. В области пропорционального усиления энергетическое разрешение составляет около 20 %, при входе МПК в режим ограниченной пропорциональности энергетическое разрешение ухудшается. Обычно газовое усиление камер находится в пределах  $10^5$ — $10^6$ , энергетическое разрешение обычно не лучше 30 %. Для того чтобы разброс значения коэффициента  $M$  по всей площади МПК не превышал 35 %, требуется 1 %-ная точность шага намотки анодной плоскости [56].

По аналогии с пропорциональными счетчиками импульс на входе усилителя, т. е. чувствительность, можно оценить из выражения

$$V = k \frac{MEe}{C\omega},$$

где  $E$  — энергия ионизационных потерь;  $C$  — емкость входной цепи и дискретного элемента детектора, к которому подключен усилитель. Коэффициент  $k$  принимается равным 0,5 [57]. Важной характеристи-

кой МПК как быстродействующего детектора является загрузочная способность, определяемая максимальным потоком частиц на единицу площади в единицу времени, не приводящего к изменению характеристик. Существенное ограничение на загрузочную способность МПК оказывает пространственный заряд положительных ионов, влияющий на коэффициент газового усиления. На рис. 19 показано изменение анодных сигналов в зависимости от интенсивности потока

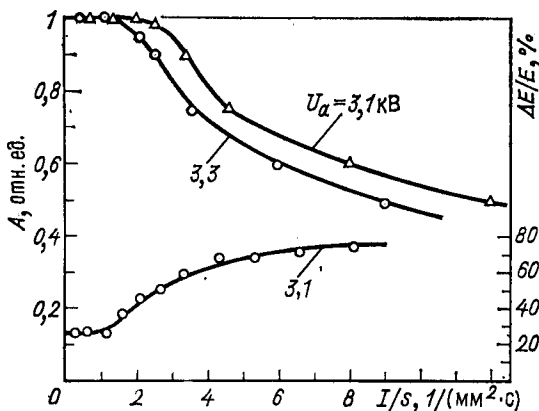


Рис. 19. Зависимость значений средней амплитуды сигналов с анодной плоскости МПК от удельной загрузки для различного напряжения  $U_\alpha$  на камере. Нижняя кривая показывает изменение энергетического разрешения от загрузки. Излучение —  $\gamma$ -кванты с энергией 8 кэВ. Газ — ксенон, 20% метана, 3% этилового спирта. МПК размером  $350 \times 350 \text{ мм}$

$\gamma$ -квантов с энергией 8 кэВ. Все анодные проволоки объединены, что увеличивает  $C$ , координатная информация считывается с катодов при помощи ЛЗ. Видно, что при интенсивностях потока  $\gamma$ -квантов, больших  $1,5 \cdot 10^3 \text{ мм}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , объемный заряд уменьшает амплитуду сигнала и ухудшает энергетическое разрешение.

Повысить быстродействие МПК можно: уменьшая шаг намотки  $s$  и тем самым загрузку на проволоку; уменьшая ширину зазора  $l$  и тем самым эффект пространственного заряда и «хвосты» сигналов из-за запаздывающих электронов; уменьшая диаметр анодных проволок для улучшения временных возможностей анодных сигналов и уменьшения влияния пространственного заряда; применяя усилители с низким уровнем шума, позволяющие работать с меньшим газовым усилением.

*МПК низкого давления.* С целью регистрации ядер отдачи в экспериментах по рассеянию  $\pi$  и  $p$  на He были исследованы свойства камер при низком давлении углеводородных газов [58, 59] и показаны их хорошие пространственно-временные возможности. При регистрации  $\alpha$ -частиц с энергией 5,5 МэВ камерой, заполненной гептаном

при давлении 70 мм рт. ст. было получено пространственное разрешение  $\sigma = 40$  мкм [59]. При давлении в несколько миллиметров ртутного столба гептана или изобутана временное разрешение МПК составило 2,5 нс (ШПВ), а для 5 мм рт. ст. этилена — 0,8 нс [60]. В дальнейшем эти детекторы разрабатывались и исследовались, главным образом, для регистрации осколков деления при ядерных реакциях в физике тяжелых ионов. Типичные параметры их следующие: чувствительная площадь до  $10 \times 10$  см, временное разрешение 0,2—0,5 нс (ШПВ), пространственное разрешение 0,5—1 мм (ШПВ), среднее количество вещества около  $600$  мкг/см<sup>2</sup> [61].

Особенностью работы МПК низкого давления являются быстрый сбор продуктов ионизации и дополнительное газовое усиление из-за

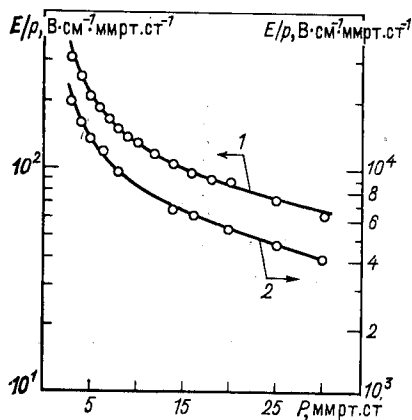


Рис. 20. Зависимость максимального значения напряженности в области однородного электрического поля (кривая 1) и у поверхности анодных проволок (кривая 2) от давления изобутана. Параметры МПК:  $l = 4$  мм,  $s = 2$  мм,  $d = 20$  мкм [62]

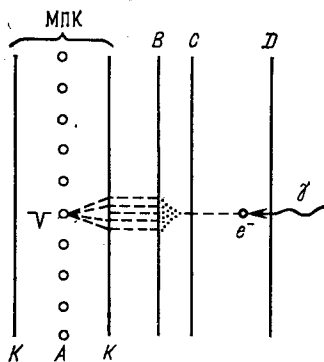


Рис. 21. Схема многоступенчатой лавинной камеры

электронных соударений в промежутке анод — катод. Как следует из рис. 20, при давлении паров изобутана менее 15 мм рт. ст. напряженность однородного электрического поля в МПК может превышать  $100$  В/(см·мм рт. ст.), при этом возможно дополнительное усиление. Для увеличения плато по эффективности и улучшения отношения сигнал/шум при регистрации фрагментов легких ядер с относительно низкими энергиями можно ввести дополнительный дрейфовый промежуток (ДП). При достаточном однородном поле в ДП, равном 4 мм, и давлении 5 мм рт. ст. изобутана газовое усиление детектора можно увеличить еще почти в 100 раз. Это позволяет регистрировать частицы с полными ионизационными потерями, превышающими 4 кэВ. Пространственное разрешение для  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ около 0,1 мм, временное разрешение лучше 3 нс [62].

Многопроволочные пропорциональные камеры, заполненные смесью паров изобутана при давлении 3 мм рт. ст. и парами ТМАЕ при парциальном давлении 0,28 мм рт. ст., в сочетании со сцинтилляторами  $\text{BaF}_2$  применены в электромагнитном калориметре. Камеры с таким газовым наполнением чувствительны к ультрафиолетовому излучению, координатная информация считывается с катодов и анодов. Заметим, что  $\text{BaF}_2$  не гигроскопичен, обладает высокой плотностью ( $\rho = 4,9 \text{ г/см}^3$ ), радиационная длина его — 2,1 см, он в 500 раз быстрее  $\text{NaI(Tl)}$  или ВГО. Калориметр содержит 14 детекторных модулей (19,3 радиационных длины) и обеспечивает для электронов с энергией 0,1—0,2 ГэВ энергетическое разрешение  $\sigma/E = 2,5 E^{1/2} \%$ , где  $E$  задается в ГэВ [63].

**Дрейфовые камеры.** Координаты частиц, вызвавших ионизацию газа в ДК, определяются измерением времени дрейфа электронов в однородном электрическом поле. Работа детекторов подробно рассмотрена в [3,5]. Заметим, что способность ДК работать в широком диапазоне давления газа-наполнителя значительно увеличивает область их применения. ДК низкого давления, например, применяют в физике тяжелых ионов [60], при высоких энергиях успешно использовались для изучения излучения релятивистских частиц в монокристаллах, где требовались высокое разрешение по углу рассеяния и малый фон тормозного излучения [64]. Возможно применение их для нейтронной радиографии [65].

На работу ДК оказывает влияние целый ряд факторов, способных вызвать изменение дрейфовой скорости электронов. Это неточности, допущенные при изготовлении их и приводящие к неоднородности электрического поля, нестабильность величины и направления поля, а также состава газовой смеси. К числу внешних факторов, способных вызывать дестабилизацию работы ДК, относятся атмосферное давление, температура, внешнее магнитное поле. Изменение состава газа на 1 % приводит, например, к изменению скорости дрейфа на 0,12 % [66], а изменение напряжения на 1 В — на 0,06 % [64]. Тем не менее при соблюдении определенных условий возможна стабилизация скорости дрейфа в пределах 0,5 % в течение длительного времени. В качестве предельной точности системы ДК при этом следует рассматривать значение  $\sigma = 100 \text{ мкм}$ .

Аллисон и другие показали возможность работы ДК без полеформирующих электродов [67]. При этом на сигнальные проволоки (аноды) подается напряжение, катоды, расположенные в конце дрейфовых промежутков, заземлены. Стенки, ограничивающие чувствительный объем детектора по толщине, выполнены из хорошего изолятора. Наружная металлизированная поверхность стенок заземляется. Накопление положительных ионов на внутренней поверхности стенок приводит к автоматическому формированию однородного электрического поля. Детекторы отличаются простотой изготовления [68], могут работать при потоках частиц до  $10^5 \text{ с}^{-1}$  на проволоку [69]. Возможен высокоэффективный сбор электронов ионизации на расстоя-



нии более 1 м даже по искривленным траекториям с помощью пластиковых трубок при пространственном разрешении около 2 мм [70].

**Многоступенчатые лавинные камеры (МСЛК).** Работа МСЛК нормального давления основана на получении дополнительного газового усиления в сильном однородном электрическом поле промежутка предварительного усиления (*BC* на рис. 21) при наполнении детектора смесью инертного газа с 1—3 % высокомолекулярной добавки. В результате электронных соударений происходят ионизация и возбуждение атомов основной компоненты газовой смеси. Возбуждение снимается испусканием фотонов, вызывающих ионизацию молекул газовой добавки, если энергия фотонов превышает потен-

Таблица 2. Значения потенциала ионизации некоторых органических соединений, используемых в качестве газовой добавки. Для жидкостей указано давление насыщенных паров

Вещество	Метан ( $\text{CH}_4$ )	Изопропиловый спирт ( $\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$ )	н-Гептан ( $\text{C}_7\text{H}_{16}$ )	Ацетон ( $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ )	TEA [[ $\text{C}_2\text{H}_5$ ] <sub>3</sub> ]	Ethyl- Ferro- cene	TMAE
<i>I</i> , эВ	12,6	10,2	10,1	9,7	7,5	6,0	5,36
<i>p</i> <sub>н</sub> , мм рт.ст.	—	8,5	11,5	67	20	< 1*	0,35*

циал ионизации молекул. В табл. 2 [7, 31, 71, 72] приведены значения *I* и давления насыщенных паров *p*<sub>н</sub> веществ при температуре 0 или 20 °С (отмечены \*), используемых в качестве газовой добавки. МСЛК состоит из обычной МПК с рядом дополнительных сеточных электродов *B*, *C*, *D*, на которые подаются требуемые электрические потенциалы. При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с атомами газа в конверсионном промежутке СД образуются электроны, дрейфующие в промежуток предварительного усиления. Это приводит к появлению там заряда *q*. При движении заряда в сильном однородном поле происходит изменение тока, определяемое выражением:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{qW}{l} e^{\alpha W t},$$

где *l* — ширина промежутка. Отсюда следует, что заряд *Q*, собираемый у электрода *B* через время  $t = l/W$ , равен

$$Q = q (e^{\alpha l} - 1) / \alpha l.$$

Дрейфовый промежуток *BK* служит для передачи заряда в чувствительный объем МПК. Регистрируемый заряд  $Q^* = jG_1G_2q$ , где *G*<sub>1</sub> — величина предварительного усиления промежутка *BC*, *G*<sub>2</sub> — газо-

вое усиление МПК. Коэффициент  $f$  определяет долю заряда, прошедшего через электрод  $B$  в промежутке  $BK$ . При  $E_2 < 0,2 E_1$ , где  $E_1$  и  $E_2$  — напряженность поля в промежутках  $BC$  и  $BK$  соответственно, величина  $f \sim E_2/E_1$  [73].

На рис. 22 приведены типичные зависимости  $G_1$  от напряженности поля в предусилительном промежутке. Взаимосвязь между напряженностью поля в нем и напряжением на МПК показана на рис. 23; зависимости получены при постоянном значении коэффициента газового усиления детектора  $M$ . Предварительное усиление детектора

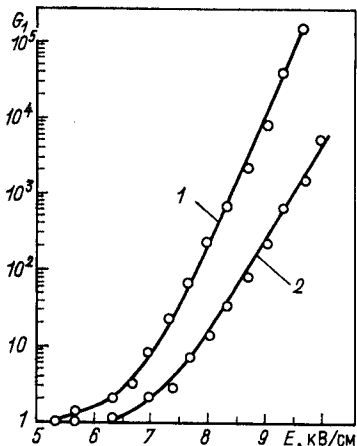


Рис. 22. Зависимость коэффициента предварительного усиления от напряженности поля:

кривая 1 — аргон с 1,6% ацетона; 2 — аргон с 3% ацетона

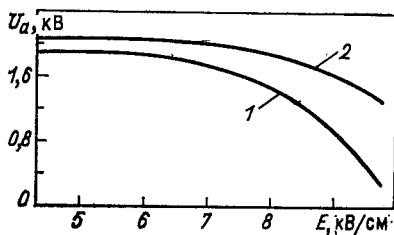


Рис. 23. Зависимости, показывающие соотношение напряжения  $U_a$  на МПК и напряженности поля  $E$  в предусилительном промежутке, при которых газовое усиление детектора постоянно: кривая 1 — газовая смесь аргона с 1,6% ацетона; 2 — аргона с 3% ацетона. Амплитуда сигналов на выходе линейного усилителя 200 мВ

достигает  $10^4$ , что позволяет значительно понижать напряжение на МПК. Обычно обеспечивается дополнительное усиление до  $5 \cdot 10^3$ , при больших значениях наблюдаются редкие пробои промежутка  $BC$ . Стабильность работы МСЛК в значительной мере определяется стабильностью парциального давления  $p$  газовой смеси. Так, для смеси аргона с ацетоном  $M \sim p^{-10}$  [74]. Необходима термостабилизация системы газового обеспечения, для МСЛК с майларовыми входными окнами необходимо стабилизировать скорость потока газа.

Пространственно-временные характеристики МСЛК нормального давления такие же, как у МПК. Для заряженного излучения, входящего в промежуток предварительного усиления под большими углами, сигналы наибольшей величины отвечают первичным электронам, образованным в начале промежутка (конверсионный промежуток отсутствует). Определяются координаты точек трека частиц в плоскости  $S$ , т. е. детектор обладает так называемыми фокусирующими свойствами.

При введении в состав газовой смеси паров с низким потенциалом ионизации (5—7 эВ) МСЛК могут детектировать ультрафиолетовое излучение и используются, например, в детекторах черенковского излучения [75] и в целях диагностики плазмы [72]. Детектор размером  $20 \times 20$  см с газовым наполнением He (90),  $\text{CH}_4$  (7,5), TEA (2,5) локализует единичные фотоэлектроны, например, с точностью 0,9 мм (ШПВ), газовое усиление — около  $10^6$  [76].

В [77, 78] показана возможность работы МСЛК при низком давлении. Детектор заполняется чистым углеводородным соединением, например метаном или изобутаном, при давлении в несколько миллиметров ртутного столба. В промежутке предварительного усиления создается поле  $E/p > 100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}$ , в этом случае возможно образование лавин за счет электронных столкновений. Электроны лавины через дрейфовый промежуток переходят в объем МПК, где дальнейшее усиление происходит по двухступенчатой схеме, т. е. сначала в однородном поле за счет электронных столкновений, затем у анодных проволок. При низком давлении поперечный размер лавин, выходящих из промежутка BC, около 1 мм (ШПВ) [79]. Диффузия электронов в дрейфовом промежутке увеличивает это значение, обеспечивая тем самым равноточность детектора по обеим координатам, а также уменьшая удельную плотность заряда и позволяя, поэтому получать более высокое усиление. Высокое усиление обеспечивает хорошее отношение сигнал/шум, т. е. высокое пространственное разрешение. МСЛК низкого давления обладает следующими основными свойствами:

временное разрешение составляет доли наносекунды;

газовое усиление в изобутане при давлении 6—20 мм рт. ст. достигает  $10^7$ ;

возрастает быстродействие, благодаря уменьшению влияния пространственного заряда положительных ионов из-за большой скорости дрейфа их;

обладает низкой чувствительностью к релятивистским частицам, способна тем не менее регистрировать излучение с ионизационными потерями, превышающими 150 эВ [78];

способна регистрировать единичные фотоэлектроны с эффективностью, близкой к 100 % [80];

равноточна по обеим координатам, пространственное разрешение не хуже 0,2 мм (ШПВ) [80];

детектор может быть достаточно большой площади, например, в [78] —  $24 \times 18$  см.

**Времяпроекционные детекторы (ВПД).** Работа ВПД основана на принципе электронного проецирования трека ионизирующих частиц из дрейфового объема на чувствительный электрод координатного детектора. При этом может измеряться распределение ионизации частиц по треку; длина пробега в случае остановки частиц внутри дрейфового промежутка (X-координата); Y-координата точек на треке одним из аналоговых методов координатного катодного счи-

тывания; время дрейфа электронов в промежутке, т. е.  $Z$ -координаты точек трека. Таким образом, можно восстанавливать пространственную картину движения заряженных частиц и измерять плотность ионизации на треке частиц, что позволяет использовать подобные детекторы для идентификации медленных ядерных фрагментов в широком диапазоне их масс и зарядов. Детектор с чувствительным объемом  $100 \times 40 \times 12$  см (соответственно длина, ширина и величина

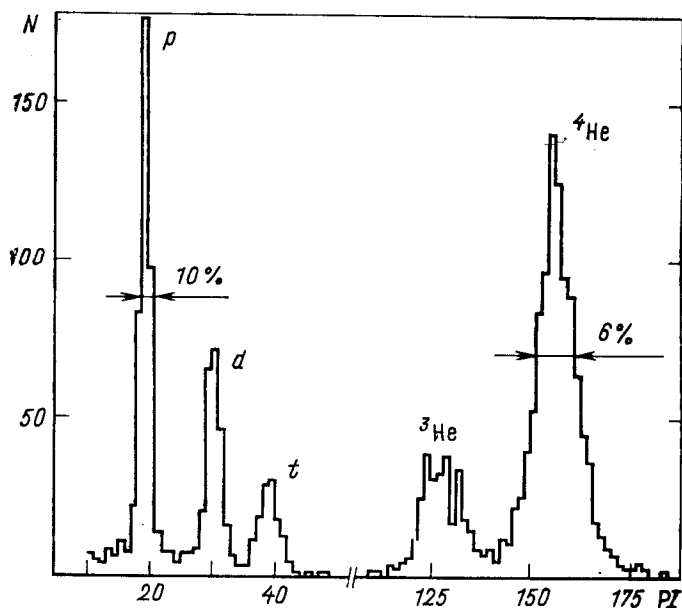


Рис. 24. Распределение событий по параметру идентификаций  $PI$  (массовое распределение изотопов водорода и гелия) [81]

дрейфового промежутка), работающий на смеси аргона с 10 % метана надежно идентифицирует изотопы водорода и гелия. Распределение событий по массе (рис. 24) показывает, что разрешающая способность — 10 % (ШПВ) для протонов и 6 % для гелия. Детектор является хорошим инструментом для идентификации и спектрометрии медленных частиц, с гелиевым наполнением может служить пляриметром протонов и дейтронов [81].

Применение таких детекторов в качестве идентификаторов релятивистских частиц было предложено Аллисоном [82] и сейчас успешно реализуется [12].

Возможность применения ВПД для черенковских идентификаторов заряженных частиц иллюстрирует рис. 25. Электроны, образованные в результате детектирования фотонов излучения Вавилова — Черенкова в дрейфовом промежутке, дрейфуют к МПК. Одна

координата точек их образования определяется по времени дрейфа, вторая по номеру сработавшей проволоки. При этом возможна регистрация большого числа электронов черенковского кольца малым числом измерительных каналов без пространственной неопределенности. Идентификатор состоит из газового радиатора ( $C_4H_{10}$  или  $Ar$ ),

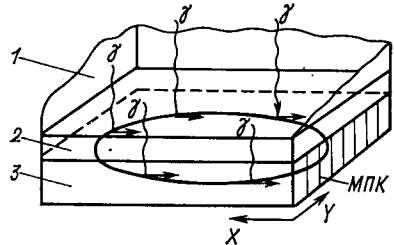


Рис. 25. Схематическое изображение применения ВПД для регистрации излучения Вавилова — Черенкова в идентификаторе релятивистских частиц [71]:

- 1 — газовый радиатор; 2 — кварцевое окно;
- 3 — конверсионно-дрейфовый промежуток

отделенного кварцевым окном от координатного детектора с газовым наполнением смесью, например,  $CH_4$  (80 %),  $C_4H_{10}$  (20 %) и ТМАЕ. Подобные приборы создаются для спектрометра ОМЕГА [83] в ЦЕРНе и для установки ДЕЛФИ [84].

В качестве ВПД с улучшенными временными свойствами и пространственным разрешением предложена многоступенчатая плоскопараллельная камера, схема которой показана на рис. 26. Электрод

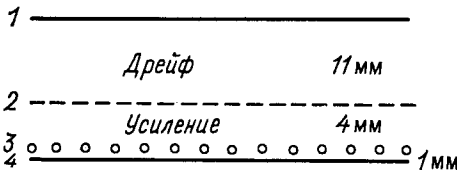


Рис. 26. Многоступенчатая плоскопараллельная камера [85]:

- 1—4 — электроды детектора. Регистрируемая частица взаимодействует с газовым наполнением детектора в дрейфовом промежутке

4 выполнен на фольгированном стеклотекстолите и позволяет определять X- и Y-координаты, остальные электроды проволочные. Газ — аргон (90 %) и метан (10 %). Полное газовое усиление детектора составляет  $3 \cdot 10^6$ , из них  $10^4$  достигается в первом зазоре (2—3) и 30 во втором (3—4). Эффективность перехода электронов лавин во второй зазор — 50 %. Регистрируемый сигнал определяется быстрой электронной компонентой, ширина сигналов по основанию около 8 нс. Пространственное разрешение детектора для мягкого рентгеновского излучения  $\sigma = 150$  мкм. Двухтрековое разрешение около 1 мм [85].

#### 4. МЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА

**Гамма-камеры.** Способность многих органов избирательно поглощать химические вещества, обогащенные радионуклидами, широко используется при функциональной диагностике в ядерной медицине. Так как корпускулярное излучение полностью поглощается в орга-

нах, для радиофармацевтических препаратов (РФП) используются нуклиды с моноэнергетическим  $\gamma$ -излучением. Наличие более жесткого, чем основное, излучения при регистрации его электронными детекторами дает эффект, аналогичный вуали фотопленки, ухудшая контрастность изображения. Одно из основных направлений современной радиофармацевтической химии — создание новых РФП, меченных коротко- и ультракороткоживущими радионуклидами [86]. Малый период полураспада и другие ядерно-физические свойства их позволяют уменьшать до минимума дозу облучения пациента, изучать динамические процессы, проводить, при необходимости, повторные обследования. Все это требует наличия единых комплексов: циклотрон — радиохимическая лаборатория — клиника, а также быстродействующих детектирующих устройств.

Для визуализации внутренних органов при функциональных исследованиях используют классические гамма-камеры, в которых излучение регистрируется кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  диаметром до 400 мм и толщиной около 10 мм, а координаты сцинтилляций определяются с помощью матрицы фотоумножителей. Распределение РФП в исследуемом органе проецируется через коллиматор на всю чувствительную поверхность детектора одновременно. Пространственное разрешение, определяемое как ШПВ изображения точечного источника, удаленного от поверхности коллиматора на расстояние  $b$ , равно [87]  $r_k = d(b + c + a - 2\mu^{-1}) / (a - 2\mu^{-1})$ , где  $d$  — размер отверстий коллиматора,  $a$  — толщина его,  $c$  — расстояние между ближайшей поверхностью коллиматора и «эффективной» плоскостью детектора,  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления в материале. Геометрический аксептанс  $\Omega = [kd^2 / (a - 2\mu^{-1})(d + t)]^2$ , где  $t$  — толщина стенок между отверстиями коллиматора,  $K (< 1)$  — коэффициент, зависящий от формы отверстий и характера их расположения. Системное пространственное разрешение определяется в основном коллиматором, так как  $r_c^2 = r_d^2 + r_k^2$ , где  $r_d$  — собственное разрешение детектора,  $r_k$  — разрешение коллимации. Время обследования определяется эффективностью системы. При малой плотности информации статистические флуктуации могут исказить изображение. Если плотность информации в соседних ячейках детектора  $N$  и  $N + \Delta N$ , стандартная погрешность разности счета между ними  $\sigma_\Delta = \sqrt{2N}$ . Для уверенной регистрации глазом изменения в плотности счета с систем изображения оно должно составлять 10 % [88]. Из условия  $\Delta N = g\sigma_\Delta$  плотность информации на ячейку площади  $N = 200 g^2$  событий, где  $g = 1, 2, 3$ , задает число стандартных отклонений  $\sigma_\Delta$ , т. е. 68,3; 95,3 или 99,7 %. Время обследования

$$t = \frac{5,4 \cdot 10^{-9} g^2 S}{A\Omega\varepsilon},$$

где  $S$  — площадь органа с накопленной активностью  $A$  ( $\sim 10$  мКи);  $\Omega$  — геометрический аксептанс (определяемый коллиматором);  $\varepsilon$  — эффективность детектора.

В традиционных гамма-камерах используется большое количество (до 91 шт.) ФЭУ [89], системы обладают невысоким быстродействием. Типичное энергетическое разрешение для квантов с энергией

140 кэВ — 15 % [4],  $r_d = 9 \div 4,4$  мм [89], с уменьшением энергии квантов эти параметры резко ухудшаются. Так, энергетическое разрешение кристаллов большой площади для  $\gamma$ -квантов с энергией 50—100 кэВ около 30—35 % [90].

Создание быстрых гамма-камер на основе МПК [91—94] позволяет использовать РФП, энергия излучения которых ниже 100 кэВ:  $^{197}\text{Hg}$ ,  $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{178}\text{Ta}$ ,  $^{201}\text{Tl}$  и др. На рис. 27 показан детектор с чувствительной площадью  $27 \times 27$  см, заполненной смесью Хе (90 %) и

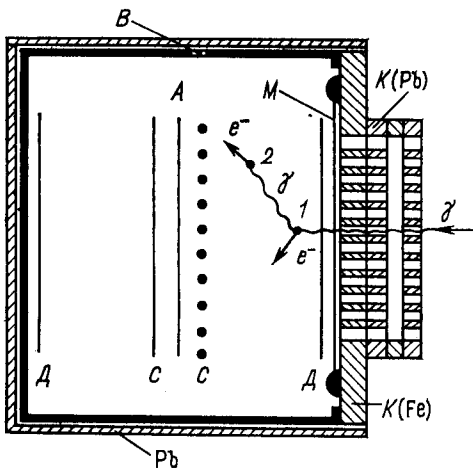


Рис. 27. Схематическое изображение детектора:

A — анод; C — катоды МПК; D — электроды дрейфовых промежутков; B — бокс; Pb — свинцовая защита; K (Fe) — стальной фланец, поддерживающий входное окно M; K (Pb) — коллиматоры. В точке 1 происходит конверсия первичного кванта на атоме Хе, в точке 2 возможно образование фотоэлектрона на L-оболочке атома квантом флуоресцентного излучения

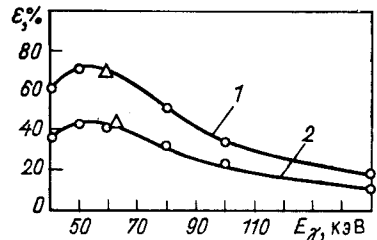


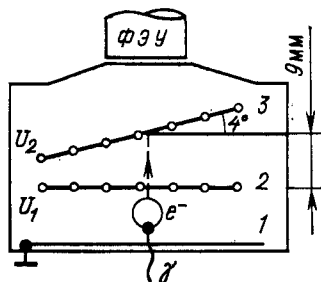
Рис. 28. Зависимость эффективности регистрации детектором излучения, прошедшего через коллиматор, от энергии  $\gamma$ -квантов:

кривая 1 отвечает полному числу взаимодействий квантов в слое ксенона толщиной 8 см, находящегося при давлении 500 кПа; 2 — после отбора событий

$\text{CH}_4$  (10 %) при давлении до 10 атм. Некоторым недостатком подобных детекторов являются, во-первых, большая толщина (около 8 см), что влияет на  $r_k$ , во-вторых, наличие фоновых сигналов от квантов флуоресцентного излучения (точка 2 на рис. 27), что ухудшает контрастность изображения и снижает эффективность из-за отбраковки части событий. На рис. 28 показана зависимость эффективности детектора при давлении около 500 кПа от энергии квантов с учетом электронной отбраковки событий и без ее учета. Координатная информация снимается при помощи ЛЗ с катодов МПК, анодный сигнал используется для амплитудного отбора. Детектор обладает хорошей однородностью по площади. Для квантов с энергией 60 кэВ, например, эффективность составляет 40 %,  $r_d = 1,5$  мм [92]. Энергетическое разрешение около 30 %.

При регистрации квантов с энергией ниже 100 кэВ гамма-камера на основе МПК за равное по сравнению с традиционными системами

Рис. 29. Схема детектора  $\gamma$ -квантов, заполненного чистым ксеноном при давлении до 40 атм



время обследования позволяет получать более качественную информацию [92]. Это согласуется с оценками, которые можно выполнить по приведенным выше выражениям с учетом параметров установок и геометрии съемки. Исследования с гамма-камерами на основе МПК показали возможность применения их для определения функционального состояния сердца, мозга и почек. При повышении давления до 1000 кПа возможно проводить обследования с использованием  $^{99m}\text{Tc}$  (140 кВ), хотя время обследования возрастает в 1,5—2 раза. Детектор с электронной аппаратурой позволяет обеспечивать быстроедействие до  $2,5 \cdot 10^5$  событий в 1 с, обладает стабильными характеристиками при хороших эксплуатационных качествах. Возможно создание гамма-камер с большой чувствительной площадью при относительно низкой стоимости.

Стремление создать гамма-камеру, способную работать в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов, привело к созданию макета детектора, показанного на рис. 29 [95]. Детектор диаметром 11 см заполнен Хе при давлении 10—40 атм.  $\gamma$ -Кванты взаимодействуют с атомами газообразного ксенона в промежутке 1—2 (предполагается создать в нем слой жидкого Хе). Электроны дрейфуют под действием электрического поля и пересекают проволочный электрод 2, а затем 3. В эти моменты времени ( $t_1$  и  $t_2$ ) ФЭУ регистрирует сцинтилляционные вспышки. Так как электрод 3 установлен под углом  $4^\circ$  к электроду 2, разность ( $t_1 - t_2$ ) определяет X-координату. Установка дополнительного электрода, ориентированного определенным образом, позволяет определять вторую координату точки конверсии.

**Эмиссионная томография.** Разработка математического аппарата трехмерной реконструкции исследуемого объекта привела к созданию медицинских рентгеновских томографов, а в ядерной медицине вызвало интерес к однофотонной эмиссионной томографии (ФЭТ) и к позитронной томографии, позволяющей проводить качественно новые диагностические обследования. Позитронный эмиссионный компьютерный томограф (ПЭТ) позволяет реконструировать трехмерное изображение объекта путем получения распределения активности в совокупности его поперечных сечений. Основным элементом ПЭТ является пара детекторов, между которыми располагается исследуемый объект. В состав ПЭТ входят также электронная система отбора, регистрации и хранения информации, устройства обработки и представления, позволяющие исключать случайные совпадения, проводить коррекцию на поглощение квантов в веществе и на рассея-



ние, реконструировать изображение. Заметим, что обследованию с помощью позитронных РФП присуще собственное, так называемое электронное коллимирование. Разрабатываемые ПЭТ предназначены, как правило, для обследования всего тела, предусматривается возможность использования их для ФЭТ при энергии эмиттируемых квантов менее 500 кэВ.

В результате аннигиляции эмиттируемого позитрона образуется пара противоположно летящих квантов с энергией 511 кэВ. Для эффективной регистрации их применяются детекторы, вещество которых содержит элементы с большим атомным номером и обладает большой плотностью. В сцинтилляционных ПЭТ (детекторы ВГО или CsF) временное разрешение составляет 15—20 нс [96] или ~5 нс [97, 98] соответственно. Системы содержат сотни кристаллов и характеризуются малым геометрическим аксептансом. При использовании для регистрации излучения газовых координатных детекторов применяются или плоские конверторы из Pb (КП), или конверторы с дрейфовыми каналами (КД) из Pb — Bi или Pb-стекла. Электроны конверсии, выходящие из стенок конвертора в газовые каналы под действием электрического поля, дрейфуют в чувствительный объем МПК, где регистрируются. Чувствительность установок можно характеризовать отношением  $\epsilon^2/\tau$ , где  $\epsilon$  — эффективность детектора,  $\tau$  — временное разрешение. Очевидно, что установки на основе МПК обладают меньшей чувствительностью, чем сцинтилляционные, но они более просты и имеют большее поле зрения. В табл. 3 приведены параметры установок на основе МПК как прошедших исследования в клинических условиях, так и создаваемых.

Разработка фоточувствительного координатного детектора низкого давления, совмещенного с кристаллом ВаF<sub>2</sub>, служащим конвер-

Таблица 3. Параметры установок на основе МПК для позитронной томографии

Количество МПК	Размер МПК, см	Конвертор на 1 МПК	Квантовая эффективность, %	$\tau$ , нс	Пространственное разрешение ШПВ, мм	Литература
2	20×20	КД, Pb—Bi 2×75×0,25 мм	8,5	20	2,5	[101, 102]
4×4	30×30	КД, Pb—Bi 2×75×0,25 мм	20	20	2,0	[102]
6	45×45	КД, Pb-стекло 2× ×20 мм	15	200	4,8	[103]
6×2	45×45	КД, Pb-стекло 2× ×10 мм	22,5	100	4,5	[104] *
2×20	30×30	КП, Pb 2×0,125 мм	6,5	52	5	[105]
2×20	80×40	КП, Pb	14	54	5	[106] *

\* Проектируемые системы.

тором  $\gamma$ -квантов, может привести к созданию детектора, удовлетворяющего всем требованиям, предъявляемым к ПЭТ. В качестве фотокатода используется жидкий ТМАЕ [99, 100].

**Цифровая рентгенография. Ангиография.** Рентгенологическое исследование кровеносных сосудов (ангиография) осуществляется введением рентгеноконтрастного вещества (до 50 % препарата иода) в исследуемую артерию с помощью катетера. Предложена и проверена экспериментально [107, 108] возможность проведения этих обследований на моноэнергетических пучках синхротронного излучения (СИ), при этом достаточно менее 1 % контрастного вещества в крови, что легко осуществляется внутривенной инъекцией. При этом облучение органа проводится дважды. При первом — энергия пучка ниже  $K$ -края поглощения иода (33 кэВ), при втором — выше. Коэффициент поглощения  $\mu$  в кости и мягкой ткани квантов с этими энергиями меняется незначительно, в иоде — сильно. Разница логарифмов счета в двух измерениях пропорциональна  $\Delta\mu_1 x_1$ , где  $x_1$  — толщина слоя иода. Для обнаружения слоя иода  $\leq 1$  мг/см<sup>2</sup> необходимо обеспечить  $\Delta N/N \sim 0,01$  [109], где  $N$  — счет с элемента площади размером  $0,5 \times 0,5$  мм. Требуемая статистика на ячейку площади  $(2-8) \cdot 10^4$  событий (см. начало разд. 4). Для того чтобы набрать статистику за время покоя сердечной мышцы (0,4 с), необходимо быстродействие  $(2-8) \cdot 10^5$  событий/(мм<sup>2</sup>·с).

Параллельный пучок моноэнергетического СИ проходит через объект исследования и попадает на детектор (рис. 30), содержа-

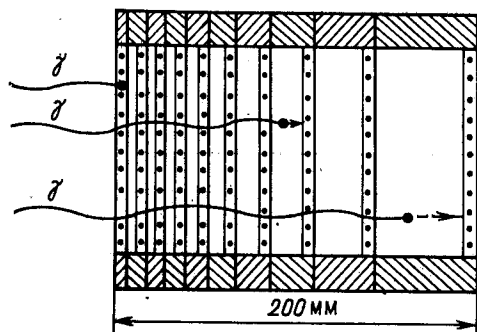


Рис. 30. Детектор для ангиографии, содержащий 10 позиционно-чувствительных элементов, состоящих из тонких МПК с дрейфовыми промежутками различной величины. Полное число анодных проволочек — 400

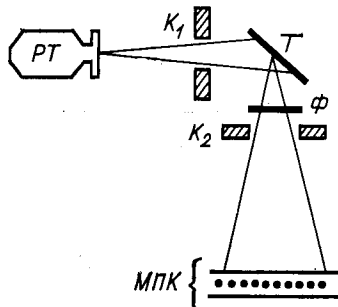


Рис. 31. Схема рентгенографической установки:

РТ — рентгеновская трубка;  $K_1$  и  $K_2$  — коллиматоры;  $T$  — мишень;  $\phi$  — фильтр

щий 10 проволочных камер, работающих с быстродействием до  $4 \cdot 10^5$  1/(с·мм<sup>2</sup>). Для того чтобы обеспечить равномерную загрузку камер, они изготовлены различной толщины. Чувствительный объем детектора  $10 \times 10 \times 20$  см. При наполнении их смесью на основе

Хе при давлении 400 кПа эффективность составит 95 %. Детектор предназначен для низкодозной ангиографической установки [109].

*Рентгенография моноэнергетическим  $\gamma$ -источником.* Для методических исследований с различными радиографическими установками создан моноэнергетический рентгеновский источник, содержащий обычную диагностическую рентгеновскую трубку, мишень и фильтр из различных элементов, позволяющий получать моноэнергетические пучки с энергиями в диапазоне от 15 до 70 кэВ [110]. На расстоянии одного метра от фильтра размер однородного по интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов составляет  $10 \times 10$  см. Интегральная интенсивность его составляет около 1 % интенсивности первичного полиэнергетического пучка. Возможно создание рентгенографической установки с субмиллиметровым пространственным разрешением с использованием подобного флуоресцентного моноэнергетического источника в сочетании с газовым координатным детектором, обладающим достаточно высокой квантовой эффективностью [111]. Схема установки приведена на рис. 31. Рентгеновское излучение падает на мишень, ориентированную под углом  $45^\circ$  к первичному пучку. Флуоресцентное излучение из мишени проходит через фильтр, край  $K$ -поглощения ко-

Таблица 4. Некоторые комбинации материалов мишени и фильтра, обеспечивающие моноэнергетический пучок  $\gamma$ -квантов

Мишень	Фильтр	Энергия излучения, кэВ
Sm	Nd	40
Gd	Sm	42
Dy	Gd	45

торого имеет значение между  $K_\alpha$ - и  $K_\beta$ -линиями мишени. В табл. 4 приведены комбинации материалов мишени (толщиной 0,7 мм) и фильтра с указанием энергии моноэнергетического излучения.

Моноэнергетический поток  $\gamma$ -квантов падает на МПК с чувствительным размером  $128 \times 128 \times 6,4$  мм. Из-за малой толщины камеры погрешность в определении координат для различных углов входа квантов в детектор (так называемый параллакс) не превышает 0,4 мм. Интенсивность потока квантов на всю площадь МПК —  $2 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>. Координатная информация считывается с катодных стрипов шириной 2,7 мм линиями задержки. Толщина входного окна — 0,18 г/см<sup>2</sup>, камера заполняется смесью Хе (80 %) с СО<sub>2</sub> (20 %) при давлении 200 кПа. Эффективность регистрации квантов с энергией 45 кэВ составляет 10 %, энергетическое разрешение 30 %, пространственное разрешение 0,75 мм. Показана возможность увеличения быстродействия системы до 10<sup>6</sup> с<sup>-1</sup> и применения ее для диагностических целей.

Возможно использование СИ для создания высокоинтенсивного моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов для низкодозной рентгенографии, осуществляемой быстрыми газонаполненными координатными детекторами подобного типа достаточно большой площади и с относительно высокой квантовой эффективностью.

## 5. АНАЛИЗ РАДИОХРОМАТОГРАММ

**Тонкослойная радиохроматография.** Хроматография — метод разделения, анализа и физико-химического исследования веществ, широко применяемый в биохимии, молекулярной биологии, фармакологии, медицине и т. д. Метод основан на различии в скорости движения компонентов различной массы, перемещающихся в потоке жидкости вдоль слоя сорбента. Хроматография в тонком слое позволяет разделять малые количества вещества до 1 нг. Для разделения сложных белковых систем на компоненты широко применяется электрофорез — направленное движение белковых макромолекул под действием электрического поля. Биологически активные вещества метятся в основном одним из радионуклидов:  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{125}\text{I}$ ; возможны двойные и даже тройные метки. При анализе радиохроматограмм устанавливается факт выделения отдельных компонентов, а также проводятся количественные оценки при определении процентного соотношения радионуклида в выделенных компонентах и измерения его абсолютного количества в них регистрацией  $\beta$ -излучения ( $\gamma$ -излучения для  $^{125}\text{I}$ ).

Традиционные методы анализа тонкослойных образцов характеризуются низкой чувствительностью и большими затратами времени (автордиография) или большой трудоемкостью (обсчет с помощью жидких сцинтилляционных счетчиков). Развитие современных ядерно-физических методов регистрации излучения позволяет проводить эти исследования методом цифровой радиографии с сохранением вещества для последующей работы с ним.

Радионуклид распределяется равномерно по толщине хроматограммы или геля; эффективная толщина образца определяется пробегом электрона с максимальной энергией. Для  $^3\text{H}$ , например, в воде  $R_{\text{макс}} \simeq 0,5$  мг/см<sup>2</sup> (т. е. 5 мкм), для  $^{14}\text{C}$   $R_{\text{макс}} \simeq 27,6$  мг/см<sup>2</sup>. Очевидно, что исследуемый образец должен непосредственно контактировать с чувствительной поверхностью детектора, обладающего высокой эффективностью регистрации  $\beta$ -излучения с энергией от единицы до сотен килоэлектрон-вольт. Эффективность анализа характеризуется отношением количества регистрируемых событий с единицы площади образца в секунду к количеству введенной в соответствующий объем образца активности. Детектор должен позволять проводить количественные измерения при наличии радиоактивных зон, существенно различающихся по активности, т. е. обладать достаточным динамическим диапазоном. Чувствительность метода, определяемая уровнем фона (1 см<sup>-2</sup>.мин<sup>-1</sup>), ограничивается собственными шу-

мами детектора, которые должны быть стабильны во времени. Пространственное разрешение характеризует возможность раздельной регистрации близких радиоактивных зон. Следует отметить, что анализ регистрируемых пиков позволяет (в предположении их гауссовой формы) разделять пики даже при их различной высоте и значительном перекрытии.

Известны попытки использования искровых камер для двухкоординатного анализа хроматограмм, не нашедшие, однако, распространения в силу невозможности выполнения количественных измерений и эксплуатационных сложностей. Широко используются однокоординатные счетчики для сканирования плоских образцов. Возможность применения МПК для анализа радиохроматограмм была показана в [112], что привело к созданию специализированных установок в ряде научных центров [113—116].

**Однокоординатный детектор.** Типичный однокоординатный детектор сканирующего устройства для анализа плоских образцов представляет собой пропорциональный счетчик с анодной проволокой, установленной по центру детектора. Чувствительная площадь детектора —  $250 \times 15$  мм. Координатная информация снимается с двух концов ЛЗ, являющейся частью катода. Возможны два режима работы детектора; с входным окном, закрытым алюминизированным майларом (Al-майлар) толщиной 12 мкм; при регистрации излучения трития ( $E < 18$  кэВ) — с открытым окном. При этом Al-майлар заменяется проволочным электродом. Детектор работает при скорости потока газовой смеси Ar с 10 %  $\text{CH}_4$  около  $300 \text{ см}^3/\text{мин}$ . Пространственное разрешение, определяемое как минимальное расстояние между соседними полностью разделяемыми зонами равной активности, составляет 0,8 мм для  $^3\text{H}$  и 3—4 мм для  $^{14}\text{C}$  ( $E < 155$  кэВ). Чувствительность — около 20 пКи/мм для  $^3\text{H}$  и 2 пКи/мм для  $^{14}\text{C}$  [117].

**МПК с катодным считыванием для цифровой автордиографии плоских радиохроматограмм.** Для автоматизированного экспресс-анализа тонкослойных радиохроматограмм в ЛВЭ ОИЯИ были созданы установки на основе МПК [113, 114] с катодным считыванием координатной информации при помощи ЛЗ. Детектор представляет собой три МПК с дрейфовыми промежутками, размещенными в герметичном боксе, продуваемом газовой смесью [118]. Анализируемый плоский образец размером до  $200 \times 200$  мм вводится внутрь детектора; излучаемая поверхность образца через тонкие дрейфовые промежутки находится в непосредственном контакте с чувствительным объемом первой МПК. Слой газа до второй МПК, Al-фольга между второй и третьей МПК выполняют роль фильтров и исключают возможность прохождения излучения  $^3\text{H}$  и  $^{14}\text{C}$  во вторую и третью МПК соответственно. Статистический анализ срабатываний МПК, осуществляемый по анодным сигналам, позволяет идентифицировать вид радионуклида в интересующей части площади образца, как  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$  или  $^{32}\text{P}$ . При обработке информации возможно осуществлять восстановление траекторий длиннопробежных электронов и определять

точку вылета их из препарата, что позволяет, несмотря на большое кулоновское рассеяние, повысить пространственное разрешение для  $^{32}\text{P}$  ( $E_{\text{макс}} = 1,7 \text{ МэВ}$ ). Основные параметры установки приведены в табл. 5. В скобках даны значения, полученные реконструкцией точки вылета.

Таблица 5. Основные параметры радиохроматографа на основе МПК для различных радионуклидов

Нуклид	Пространственное разрешение, мм	Чувствительность, пКи/мм <sup>2</sup>
$^3\text{H}$	1—1,5	10
$^{14}\text{C}$	6	0,5
$^{32}\text{P}$	10 (4)	0,1 (0,3)

Следует отметить, что необходимость ввода образцов в газовый объем детектора усложняет конструкцию и требует определенного опыта работы оператора. Применение установок для биохимических исследований ускоряет их более чем в 100 раз. Анализ радиохроматограмм занимает обычно не более 30 мин. Полный анализ пептидной карты был выполнен, например, за 1,5—2 ч, при этом пептидный материал был сохранен для дальнейших исследований. Подобный анализ с использованием жидкостных счетчиков требует разрезания хроматограммы на 1,5—2 тыс. образцов, обсчета их и восстановления карты. После этих процедур биохимический материал необратимо теряется. Возможно применение МПК для экспресс-анализа иодированной смеси белков с высоким пространственным разрешением (около 1 мм) [119].

МПК применялась для изучения механизма репликации ДНК методом цифровой автордиографии живых клеток, меченных  $^3\text{H}$  или  $^{14}\text{C}$  [120]. При работе с тритием образцы из-за малого пробега электронов вносились в объем детектора. При нормальном давлении газа в детекторе пространственное разрешение составляло 1,5 мм (ШПВ), при давлении 202 кПа — 0,8 мм.

При работе с  $^{14}\text{C}$ ,  $^{32}\text{P}$  хроматограммы могут размещаться вне газового объема детектора на тонкопленочном входном окне. Пространственное разрешение определяется величиной  $l \operatorname{tg} \Theta$ , где  $l$  — эффективная толщина детектора;  $\Theta$  — угол входа излучения в детектор. Заметим, что при прохождении, например, через полиэтилен толщиной 0,1 мм электронов с энергией 100 кэВ средний угол кулоновского рассеяния их составляет  $70^\circ$ . Минимальная толщина МПК — 2 мм [121]. Эта камера работает в СГС-режиме и имеет газовое усиление —  $10^7$ . Возможность применения подобных детекторов для детектирования мягкого  $\beta$ -излучения определяется минимально возмож-

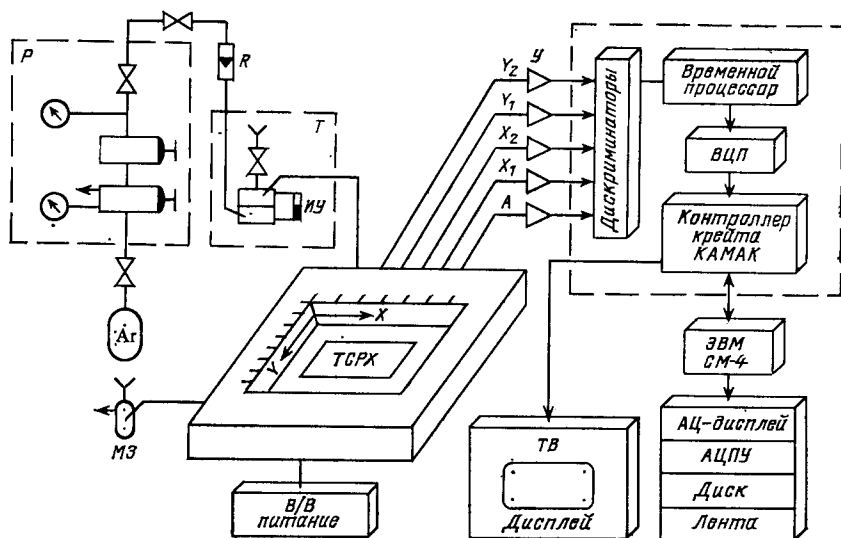


Рис. 32. Блок-схема установки для экспресс-анализа плоских радиохроматограмм и электрофореграмм:

$P$  — редуктор;  $R$  — ротаметр;  $T$  — термостат;  $ИУ$  — индикатор уровня;  $МЗ$  — масляный затвор;  $У$  — усилители;  $ТСРХ$  — исследуемая тонкослойная радиохроматограмма

ной толщиной входного окна, являющегося одновременно катодом МПК.

**Радиохроматограф на основе МСЛК.** Применение для регистрации  $\beta$ -излучения  $^{14}\text{C}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$  в качестве детектора с фокусирующими свойствами МСЛК позволяет повысить пространственное разрешение и улучшить эксплуатационные качества радиохроматографа (рис. 32) [122]. МСЛК с чувствительной площадью  $160 \times 160$  мм регистрирует координаты точек входа частиц в плоскости входного окна, при этом пространственное разрешение для всех нуклидов около 1 мм. Детектор продувается газовой смесью  $\text{Ag}$  с 1,5 %  $n$ -гептана, постоянство парциального давления обеспечивается пропусканьем всего  $\text{Ag}$  через  $n$ -гептан, находящийся при  $0^\circ\text{C}$ . Неоднородность детектора по площади менее 5 %, установка характеризуется высокой стабильностью и воспроизводимостью результатов измерений. Время анализа не превышает 30 мин, чувствительность —  $1 \text{ пКи/мм}^2$  для  $^{32}\text{P}$ ,  $\sim 3 \text{ пКи/мм}^2$  для  $^{14}\text{C}$  и  $^{35}\text{S}$ . Возможна регистрация характеристического излучения  $^{125}\text{I}$  (4 кэВ) с эффективностью около 3 %. Пространственное разрешение при этом около 1 мм, чувствительность  $6 \text{ пКи/мм}^2$ . На установке изучаются регуляторы клеточного метаболизма, процессы, связанные с биосинтезом. Выполнен цикл работ по идентификации рибосомальных белков. Методы радиоиммунологического анализа (РИА) находят широкое применение в медицине, биологии, биохимии, фармакологии, сельском хозяйстве. Использо-

вание наиболее перспективного метода РИА — твердофазного ограничено из-за отсутствия оборудования для одновременного обчета стандартных 96- и 60-луночных планшетов. Измерение результатов осуществляется последовательным обчетом лунок с помощью гамма-счетчика. На установке возможен одновременный обсчет стандартных планшетов, устанавливаемых на детектор через коллиматоры, геометрические параметры которых соответствуют параметрам планшетов. Коллиматоры ограничивают  $\gamma$ - и характеристическое излучение с энергией около 30 кэВ, не влияя практически на эффективность регистрации квантов с энергией 4 кэВ. Низкий уровень собственных шумов МСЛК ( $\sim 3 \text{ мин}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ) обеспечивает чувствительность 500 и 700  $\text{мин}^{-1}$  на лунку для 60- и 96-луночных планшетов соответственно. Рабочая активность при проведении анализов обычно  $10^4 \text{ мин}^{-1}$  на лунку. Подобные установки позволят широко использовать РИА для количественного и качественного анализа антител, гормонов, нуклеиновых кислот, фармакологических препаратов, пестицидов и т. д. [123].

## 6. МПК ДЛЯ СТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

**Требования к рентгеновским детекторам излучения.** В основе рентгеноструктурного анализа (РСА) лежат определение в пространстве и измерение интенсивностей рассеянного на исследуемом образце рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda$  от 0,25 до 0,06 нм (5—20 кэВ). Широкое развитие РСА объясняется наличием рентгеновских трубок, обеспечивающих интенсивные пучки, возможностью использования синхротронного высокоинтенсивного излучения, эффективной регистрацией излучения детекторами. При исследовании структуры сложных кристаллов необходимо измерять десятки и сотни тысяч отражений различной интенсивности, что требует увеличения времени измерений с целью обеспечения статистической точности не хуже нескольких процентов. В результате этого время эксперимента может быть не совместимо с временем «жизни» кристалла из-за его недостаточной радиационной прочности. Изучение кристалла витамина  $B_{12}$  с 95 атомами требует, например, разрешения съемки  $d = 0,1$  нм и регистрации 3200 независимых отражений. Для кристалла табачного вируса (TMV) с числом атомов 600 000 требуемое разрешение съемки  $d = 0,28$  нм, а число независимых отражений составляет  $2 \cdot 10^6$  [124]. Очевидно, что исследования подобных объектов можно проводить детекторами большой площади и при высоком уровне автоматизации. Традиционный детектор — фотопленка обладает высокой квантовой эффективностью (65 % для излучения  $\text{CuK}_\alpha$ ), собственный фон ее, однако, около  $10^6$  квант/мм<sup>2</sup>, что ограничивает нижний уровень измеряемых интенсивностей, динамический диапазон счета, измерительную точность. Затруднителем также высокий уровень автоматизации. Для целей РСА разрабатываются в настоящее время быстрые сканирующие телевизионные системы, одна-



ко они недостаточно хороши для количественных измерений из-за больших шумов, нелинейности, малого динамического диапазона. Во многих научных центрах создаются дифрактометры на основе МПК, наиболее полно удовлетворяющих следующим основным требованиям дифракционных экспериментов: высокая квантовая эффективность; хорошее пространственное разрешение для обеспечения углового разрешения близких дифракционных отражений; дискриминация регистрируемого излучения по энергии; минимальное временное разрешение и максимальное быстродействие; одновременное измерение большого числа отражений; малая толщина детектора по пучку; достаточно большая площадь и предельно высокая надежность при длительной эксплуатации; стабильность параметров во времени.

Интересна МПК со сферическим дрейфовым промежутком [125], однако, ввиду более высоких эксплуатационных свойств, больший интерес для РСА представляют плоские МПК.

**Рентгеновские дифрактометры с плоскими МПК.** Ускорение съемки и одновременное уменьшение лучевой нагрузки на образец определяются квантовой эффективностью, числом элементов разрешения детектора и быстродействием. Для оптимизации геометрических параметров съемки МПК устанавливаются так, чтобы нормаль к плоскости детектора составляла брегговский угол  $\Theta = \arcsin \lambda/2d$  с направлением первичного пучка (рис. 33), где  $d$

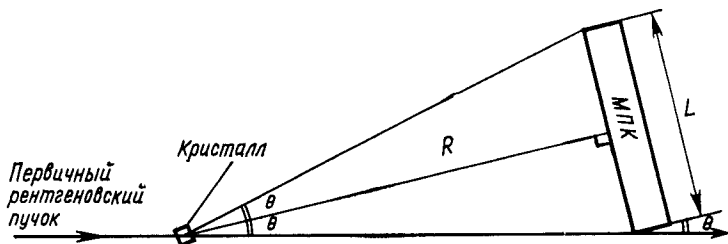


Рис. 33. Геометрическая схема съемки монокристаллов плоской МПК

характеризует разрешение съемки и может быть выражено как  $d = \lambda (2 \sin \arctg L/2R)^{-1}$ . Линейный размер отражений  $\Delta_l$  определяется пространственным разрешением системы  $\Delta$  для перпендикулярно падающих лучей, уширением отражений за счет эффекта параллакса и расходимостью дифрагированных пучков  $d\Theta$ :  $\Delta_l = \Delta + g \operatorname{tg} \Theta + Rd\Theta \cos^{-2}\Theta$ , где  $g$  — эффективная толщина детектора, определяемая с учетом экспоненциального характера поглощения излучения. Угловое разрешение системы равно  $\delta = \Delta_l R^{-1} \cos^2 \Theta$ . Максимальный период решетки кристалла  $a_{\text{макс}}$ , который может быть исследован в дифрактометре, оценивается выражением  $\delta = \lambda/a_{\text{макс}}$ . Заметим, что с увеличением  $a_{\text{макс}}$  возрастает число одновременных отражений.

Первая отечественная система для РСА на основе МПК была создана в ИЯФ СО АН СССР и применена для исследований биополимеров с применением синхротронного излучения [126]. Следующие установки, разработанные там же и в ОИЯИ, используются для РСА белковых монокристаллов. В табл. 6 приведены основные параметры

Таблица 6. Действующие дифрактометры на основе МПК

Основные параметры систем	КАРД-3 [127, 128]	КАРД-4 [129]	МАД [130]	АРГУС [131]
Эффективный объем детектора, мм	320×320×10	420×420×10	300×270×9	256×256×9
Пространственное разрешение, мм				
X	1,4	1,8	1,17	2
Y	1,6	2,0	2,13	2
Число каналов	256×200	256×210	256×128	128×128
Эффективность для $\text{CuK}\alpha$ , %	70	70	50	60
Неоднородность эффективности, %	2	2	2	—
Неоднородность ширины канала, %				
X	2	2	5	~ 5
Y	4	4	2,5	~ 5
Число измеряемых порядков отражений				
$a_{\text{макс}}$ , нм	9—12,5	10—13	9,5	6—15
$d$ , нм	0,16—0,27	0,13—0,19	0,22	0,18—0,5
$a/d$	56—46	77—68	43	33—30
Предельная скорость счета при потерях < 25%, $\text{с}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
Метод считывания	Линии задержки (ЛЗ)	ЛЗ	ЛЗ	Цифровой

наиболее эффективных дифрактометров с плоскими МПК. Камеры продуваются во всех случаях газовой смесью на основе ксенона. Применение дифрактометра КАРД-3, например, позволило сократить время проведения экспериментов в 50 раз при соответствующей

щем уменьшении дозы облучения по сравнению с ранее используемым наклонным одноканальным дифрактометром. На установке КАРД-3 завершены съемки 40 белков, в том числе с молекулярной массой до 200 000 и радиационно-нестойких.

**Однокоординатные рентгеновские детекторы.** Началом применения однокоординатных детекторов для изучения структурного механизма функционирования мышц, мембран [132], исследования структуры веществ в условиях высоких давлений и температур и т. д. с помощью малоуглового дифракционного рассеяния можно считать разработку счетчика с резистивной анодной проволокой, координатная информация в котором определялась по времени нарастания переднего фронта [134].

Сейчас в малоугловых дифрактометрах используются в основном однокоординатные детекторы, представляющие собой МПК с однокоординатным считыванием при помощи ЛЗ, являющейся частью катода. Анод — многопроволочный, входное окно — вакуумноплотный бериллий толщиной до 1 мм. Газовое наполнение — Хе (90 %) и  $\text{СН}_4$  (10 %) при давлении до 500 кПа. Квантовая эффективность не менее 50 %. Пространственное разрешение для  $\text{MoK}_\alpha$  — 0,3 мм, для  $\text{CuK}_\alpha$  — 0,1 мм (ШПВ) ограничено пробегами электронов лавины. Энергетическое разрешение 30—40 %. Следует заметить, что с увеличением давления возможность получения хорошего энергетического разрешения и высокого отношения сигнал/шум для МПК с Хе уменьшается. Подобный однокоординатный детектор для быстрой многокадровой съемки рентгенограмм обеспечивает быстродействие до  $2,5 \cdot 10^5$  событий в 1 с и успешно используется на пучке СИ [133].

Применение таких детекторов в широкоугловых дифрактометрах для исследований поликристаллов ограничено ухудшением пространственного разрешения для пучков, входящих в плоский детектор под большими углами. Для устранения этого разработан детектор с одной анодной проволокой диаметром 38 мкм и длиной 20 см, изогнутой по дуге радиусом 29 см [135]. Стабильное положение проволоки, расположенной в магнитном поле напряженностью 800 Гс, обеспечивается пропусканием по ней тока силой 15 мА. Считывание информации с ЛЗ, толщина детектора по пучку 12,5 мм. Газ — Хе (90 %) с  $\text{СН}_4$  (10 %) при давлении 300 кПа. Пространственное разрешение — 0,3 мм (ШПВ), угловая апертура —  $40^\circ$ .

На рис. 34 показан детектор с радиусом кривизны 20 см и анодом в виде лезвия. Толщина детектора 8 мм. Задний катод состоит из 94 стрипов шириной 2 мм. Считывание информации со стрипов осуществляется с помощью ЛЗ. Анодом служит стальная пластина толщиной 40 мкм. Детектор работает в СГС-режиме при давлении 200 кПа, отношение сигнал/шум более 100. Входное окно шириной 10 мм выполнено из Al-майлара толщиной 25 мкм. Пространственное разрешение 0,18 мм (ШПВ) для  $\text{CuK}_\alpha$ , угловая апертура —  $60^\circ$  [136].

Нейтронная дифрактометрия. Некоторые исследования, такие, как исследования магнитных веществ, определение положения легких атомов в материалах, определение различия атомов с близкими атомными номерами, могут быть выполнены только методами нейтронной дифрактометрии. На импульсных источниках нейтронов широко применяется метод малоуглового рассеяния для решения структурных задач физики твердого тела, биологии, физики полимеров, материаловедения [137]. Для проведения подобных исследований на реакторе ИБР-2 в ОИЯИ создана установка с кольцевым

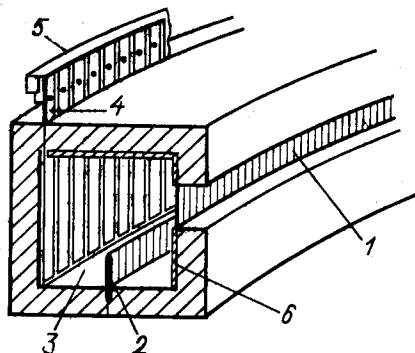


Рис. 34. Однокоординатный детектор с радиусом кривизны 20 см

1 — входное окно; 2 — анод; 3 — чувствительный газовый объем детектора; 4 — катодные стрипсы; 5 — линия задержки; 6 — элементы катода детектора

многоклеточным  $^3\text{He}$ -детектором медленных нейтронов с эффективностью регистрации 70 % ( $\lambda = 0,18$  нм) [138]. Для дифрактометра по времени пролета, созданного для структурных исследований белковых монокристаллов на ИБР-2, разработана двухкоординатная МПК с цифровым считыванием информации с катодных проволок [137]. Регистрация нейтронов осуществляется по реакции  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  с эффективностью 63 и 86 % для нейтронов с длиной волны 0,2 и 0,4 нм соответственно. Давление газовой смеси в детекторе 600 кПа, парциальное давление He — 250 кПа, Ar — 350 кПа,  $\text{CH}_4$  — 45 мм рт. ст. Добавка аргона уменьшает пробег продуктов ядерных реакций, ограничивающих пространственное разрешение до 0,31 мм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проволочные газонаполненные координатные детекторы заряженного излучения, нейтронов, гамма-, рентгеновского и ультрафиолетового излучения находят сегодня широкое применение не только в экспериментальной ядерной физике, но и в самых различных областях исследований. Широко используются эти детекторы в астрофизике; рассматриваются возможности эффективного применения их в медицине для диагностических целей; они эффективно используются при выполнении ряда биомедицинских исследований (регистрация мягкого  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения при анализе плоских радиохроматограмм или фореграмм; иммунология; рентгеноструктурный анализ) и т. д.

Внедрение в практику медицинской диагностики короткоживущих радионуклидов, более широкое практическое использование высокоинтенсивного синхротронного излучения будут безусловным образом стимулировать дальнейшее развитие этой методики. Параметры детекторов в зависимости от конструктивных особенностей, вида газового наполнения, давления газа, величины напряженности поля меняются в очень широких пределах. Это позволяет разрабатывать оригинальные детекторы и создавать установки для автоматизированных исследований, которые часто выполняются на качественно новом уровне. Детекторы обладают высокими эксплуатационными качествами, возможно создание сравнительно дешевых детекторов достаточно больших размеров. Правильное акцентирование внимания на тех или иных основных параметрах детектирующих систем позволяет решать поставленные задачи наиболее рациональным способом как в экспериментальной ядерной физике, так и в случаях применения ядерно-физических методов исследований в различных областях науки и техники.

В заключение автор выражает благодарность академику А. М. Балдину за интерес и поддержку работы, Ю. В. Заневскому, а также И. Ф. Колпакову и М. Д. Шафранову за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. DELPHI. Technical Proposal. CERN/LEPC/83-3, 1983.
2. Шарпак Ж.//УФН. 1972. Т. 108. Вып. 2. С. 339—382.
3. Sauli F. CERN 77-09. 1977.
4. Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д.//ИТЭ. 1978. № 2. С. 7—26.
5. Заневский Ю. В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
6. Charpak G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 156. P. 1—17.
7. Anderson D. F. NAL Fermilab-84/116, 1984.
8. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Позиционно-чувствительные детекторы. М.: Энергоиздат, 1982.
9. А. с. 241553. Устройство для определения координат места пролета заряженной частицы/ В. Г. Зинов.//Открытия. Изобретения. 1969. № 14.
10. Kobetich E. J., Katz R.//Phys. Rev. 1968. Vol. 170. N 2. P. 391—396.
11. Studies in Penetration of Charged Particles in Matter//Publ. 1133. National Acad. of Sci., Washington, Report 39, 1964.
12. Шапиро А. М., Альеро мл. Е. Д., Баррейро Ф. и др.//Приборы для научных исследований. 1982. № 4. С. 3—17.
13. Мерзон И. И., Ситар Б., Будагов Ю. А.//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. Вып. 3. С. 648—726.
14. Cobb J. H., Allison W. W. M., Bunch J. N.//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 133. P. 315—323.
15. Davidenko V. A., Dolgoshein B. A., Semenov V. K., Somov S. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1969. Vol. 67. P. 325—330.
16. Heikki Sipilä//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 133. P. 251—252.
17. Järvinen M.-L., Heikki Sipilä//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 193. P. 53—56.
18. Farr W., Heintze J., Hellenbrand K. H., Walenta A. H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 154. P. 175—181.
19. Sauli F. CERN-EP/82-130. 1982.

20. Wapstra A. H., Nijgh G. J., Van Lieshout R. Nuclear Spectroscopy Tables. Amsterdam. North-Holland Publ. Comp., 1959.
21. Зигбан К. Альфа-, бета- и гамма спектроскопия.: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1969. Т. 4. С. 207—272.
22. Valentine K., Kaplan S., Kaufman L. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1972. Vol. 19. P. 374—378.
23. Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д., Смыков Л. П. ОИЯИ P13-84-563. Дубна, 1984.
24. Melchart G., Charpak G., Sauli F. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 186. P. 613—620.
25. Моучка Л., Пешехонов В. Д., Ситар Б., Ситарова Л./Тр. 3-го Сопевания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, Дубна, 1979. С. 331—334.
26. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
27. Lowke J. J., Parker J. H.//Phys. Rev. 1969. Vol. 181. P. 302—311.
28. Астабатян Р. А., Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д. ОИЯИ P13-8383. Дубна, 1974.
29. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961.
30. Peisert A., Sauli F. CERN 84-08, 1984.
31. Charpak G., Policarpo A., Sauli F.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1980. Vol. NS-27, P. 212—216.
32. Golovatyuk V. M., Peshekhonov V. D., Zanevsky Yu. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 140. P. 259—262.
33. Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазинс Д. М.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. Вып. 3. С. 703—748.
34. Golovatyuk V. M., Guzik Z., Kadyrov R. B. e. a. JINR D1-84-405. Dubna, 1984.
35. Калинин Н. А., Хазинс Д. М.//ПТЭ. 1984. № 3. С. 43—46.
36. Fischer J., Okuno H., Walenta A. H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 151. P. 451—460.
37. Charpak G., Rahm D., Steiner H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1970. Vol. 80. P. 13—34.
38. Harris T. J., Mathieson E.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 154. P. 183—188.
39. Заневский Ю. В., Курятников Б. К., Пешехонов В. Д. и др. Пропорциональные камеры. ОИЯИ, Дубна, 1973. С. 37—47.
40. Makowski B., Sadoulet B.//Nucl. Instrum. and Methods. 1973. Vol. 111. P. 561—565.
41. Головатюк В. М., Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д.//ПТЭ. 1978, № 6. С. 30—32.
42. Trippe T. CERN NP 69-18, 1969.
43. Chernenko S. F., Filatova N. A., Ivanov A. B. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 114. P. 597—603.
44. Peshekhonov V. D., Zanevsky Yu. V.//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 100. P. 505—508.
45. Глебов В. Ю., Зеленский А. Н. Пропорциональные камеры. ОИЯИ, Дубна, 1973. С. 85—94.
46. Грошев В. Р., Онучин А. П. Пропорциональные и дрейфовые камеры. ОИЯИ, Дубна, 1975. С. 120—123.
47. Аблеев В. Г., Арефьев В. А., Басиладзе С. Г. и др. ОИЯИ 13-8829. Дубна, 1975.
48. Coteau P., Cumalat J. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 222. P. 474—478.
49. Anisimov Yu. S., Chernenko S. P., Ivanov A. B. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 67—69.

50. Piuz F., Roosen R., Timmermans J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 196. P. 451—462.
51. Lacy J. L., Lindsey R. S.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 119. P. 483—498.
52. Бондарь А. Е., Онуцин А. П., Панин В. С., Тельнов В. И. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-17. Новосибирск, 1982.
53. Allemand R., Thomax G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 137. P. 141—149.
54. Мартин К., Желински П., Лэмптон М. и др.//Приборы для научных исследований. 1981. № 7. С. 116—124.
55. Anderson D. F., Arvela H. K., Breskin A., Charpak G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 224. P. 315—317.
56. Starić M., Zavrtanik D., Kernel G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 216. P. 67—70.
57. Прайс В. Регистрация ядерного излучения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
58. Binon F., Bolyr V. V., Duteil P. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1971. Vol. 94. P. 27—29.
59. Golovatyuk V. M., Ivanov A. B., Nikitin V. A. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 145. P. 437—440.
60. Breskin A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 196. P. 11—21.
61. Van Der Plicht J., Gavron A.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 211. P. 403—406.
62. Абдушукуров Д. А., Заневский Ю. В., Мовчан С. А. и др.//ПТЭ. 1983, № 6. С. 37—39.
63. Anderson D. F., Charpak G., Kusmierz W. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 228. P. 33—36.
64. Filatova N. A., Forycki A., Golovatyuk V. M. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 215. P. 135—140.
65. Заневский Ю. В., Моучка Л., Негуше Т. и др.//Jaderná Energie. 1983. Vol. 29. С. 148—152.
66. Breskin A., Charpak G., Gabioud B. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 119. P. 9—28.
67. Allison J., Bowdery C. K., Rowe P. G. Univ. Manchester M81/33. 1981.
68. Franz A., Grupen C.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 331—334.
69. Будагов Ю. А., Нагайцев А. П., Омеляненко А. А. и др. ОИЯИ 13-84-394. Дубна, 1984.
70. Becker Cr., Weihs W., Zech G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 335—339.
71. Anderson D. F.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. P. 842—848.
72. Karabadzhak G. F., Peskov V. D., Podolyak E. R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 56—64.
73. Абдушукуров Д. А., Заневский Ю. В., Мовчан С. А. и др. ОИЯИ 13-82-216, Дубна, 1982.
74. Hubbard J. R., Coutrakon G., Cribier M. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 233—238.
75. Vouclier R., Charpak G., Cattai A. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 403—423.
76. Mangeot P., Coutrakon G., Hubbart J. R. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 216. P. 79—91.
77. Breskin A., Charpak G., Majewski S.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 220. P. 349—355.
78. Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д., Смыков Л. П. ОИЯИ P13-84-563. Дубна, 1984.
79. Breskin A., Chechik R., Levin I. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 107—111.

80. Breskin A., Chechik R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 227. P. 24—28.
81. Будилов В. А., Заневский Ю. В., Зломанчук Ю. и др.//ПТЭ. 1985. № 2. С. 48—51.
82. Allison W. W. M.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 119. P. 499—507.
83. Davenport M.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. P. 35—39.
84. Eek L. O., Ekelöf T., Fransson K. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. Vol. NS-31. P. 949—955.
85. Peisert A., Charpak G., Sauli F., Viezzoli G.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. Vol. NS-31. P. 125—128.
86. Харламов В. Т.//Атомная энергия. 1983. Т. 55. Вып. 2. С. 132—134.
87. Eldon L., Keller//Journ. Nucl. Med. 1968. Vol. 9. N 6. P. 233—235.
88. Паркер Р., Смит П., Тейлор Д. Основы ядерной медицины: Пер. с англ. М.: Энергоиздат, 1981.
89. Patton J. A., Rollo F. D., Brill A. B.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1980. Vol. NS-27. No 3. P. 1066—1072.
90. Costa E., Auremma G., Vossaccini L. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 156. P. 57—61.
91. Заневский Ю. В., Калантаров К. Д., Матюшевский Е. А. и др. ОИЯИ P13-81-298. Дубна, 1981.
92. Anisimov Yu. S., Chernenko S. P., Cheremukhina G. A. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A235. P. 582—588.
93. Zimmerman R. E., Holman B. L., Fahey F. H. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. No 1. P. 55—56.
94. Lasy J. L., Le Blanc A. D., Babich J. W. e. a.//Journ. Nucl. Med. 1984. Vol. 25. N 9. P. 1003—1012.
95. Устройство для регистрации координат частиц в дрейфовой камере. Б. У. Родионов, В. Ю. Чепель//Открытия. Изобретения. 1983. № 26.
96. Takami K., Ueda K., Okajima K. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30, N 1, P. 734—738.
97. Ficke D. C., Beecher D. E., Hoffman G. R. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29. N 1. P. 472—478.
98. Mullani N. A., Wai-Noi Wong, Ross Harts e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. N1. P. 739—743.
99. Anderson D. F.//Phys. Lett. 1982. Vol. 118B. P. 230—232.
100. Anderson D. F., Bouclier R., Charpak G., Majewski S.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 217—223.
101. Jeavons A., Kull K., Lindberg B. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 176. P. 89—97.
102. Jeavons A., Parkman G., Donath A. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. N1. P. 640—645.
103. Del Guerra A., Perez-Mendez V., Schwartz G. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. Vol. NS-30. N 1. P. 646—651.
104. Bellazzini R., Del Guerra A., Massai M. M. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. Vol. NS-31. N 1. P. 645—648.
105. Bateman J. E., Connolly J. F., Stephenson R. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 77—88.
106. Bateman J. E., Connolly J. F., Stephenson R. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 209—231.
107. Zeman H. D., Hughes E. B., Campbell L. E. e. a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29. P. 442—446.
108. Барышев В. Б.//Тр. 4-го Совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ. Дубна, 1982. С. 50—60.
109. Walenta A. H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 65—76.
110. Doi K., Vyborny C. J., Holje G.//Radiology. 1982. Vol. 142. N 1. P. 233—235.



111. Bellazzini R., Brez A., Del Guerra A. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 228A. P. 193—200.
112. Zanevsky Yu. V., Chernenko S. P., Ivanov A. B. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 153. P. 445—447.
113. Anisimov Yu. S., Chernenko S. P., Ivanov A. B. e. a.//J. Chromatography. 1978. Vol. 178. P. 117—124.
114. Анисимов Ю. С., Заневский Ю. В., Иванов А. Б. и др. ОИЯИ 18-83-668. Дубна, 1983.
115. Bellazzini R., Del Guerra A., Massai M. M. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 190. P. 627—638.
116. Ngoc H. N., Jeanjean J., Desauvais P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 173. P. 605—607.
117. Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д., Хафнер К., Чан Дык Тхань. ОИЯИ 18-84-796. Дубна, 1984.
118. Заневский Ю. В., Иванов А. Б., Пешехонов В. Д., Тяпкин И. А. ОИЯИ P13-11310. Дубна, 1978.
119. Заневский Ю. В., Иванов А. Б., Мовчан С. А. и др.//Биоорганическая химия. 1984. Т. 10. № 6. С. 776—779.
120. Bellazzini R., Del Guerra A., Massai M. M., Spandre G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 93—96.
121. Majewski S., Charpak G., Breskin A., Mikenberg G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 265—271.
122. Abdushukurov D. A., Abdurashidova G. G., Tran Duc Thanh e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. A238. P. 119—123.
123. Абдушукуров Д. А., Заневский Ю. В., Меркушов А. и др. ОИЯИ P18-84-758. Дубна, 1984.
124. Helliwell J. R. Preprint Daresburg Lab. 1981. DL/SC1/P 271 E.
125. Kahn R., Fourme R., Caudron B. e. a //Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 172. P. 337—344.
126. Мокульская Т. Д., Мокульский М. А., Никитин А. А. и др.//Кристаллография. 1977. Т. 22. № 4. С. 744—752.
127. Andrianova M. E., Kheiker D. M., Popov A. N. e. a.//J. Appl. Cryst. 1982. Vol. 15. P. 626—631.
128. Заневский Ю. В., Попов А. Н., Хейкер Д. М. и др. ОИЯИ P13-83-121. Дубна, 1983.
129. Анисимов Ю. С., Заневский Ю. В., Иванов А. Б. и др. ОИЯИ 18-85-101. Дубна, 1985.
130. Hamlin R., Cork C., Howard A. J. e. a.//J. Appl. Cryst. 1981. Vol. 14. P. 85—88.
131. Мокульская Т. Д., Кузев С. В., Лубнин М. Ю. и др.//Кристаллография. 1982. Т. 27. № 4. С. 775—790.
132. Farugi A. R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 19—29.
133. Бару С. Е., Провиз Г. И., Савинов Г. А. и др. Препринт ИЯФ 77-90. Новосибирск, 1977.
134. Borkowski C. J., Kopp M. K.//Rev. Sci. Instrum. 1968. Vol. 39. P. 1515—1522.
135. Ortandahl D., Perez-Mendez V., Stoker J. e. a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 156. P. 53—56.
136. Ballon J., Comparat V., Poux J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 217. P. 213—216.
137. Вагов В. А., Кунченко А. Б., Останевич Ю. М., Саламатин И. М. ОИЯИ P14-83-898. Дубна, 1983.
138. Ананьев Б. Н., Балагуров А. М., Горделий В. И. и др. ОИЯИ P13-81-857. Дубна, 1981.