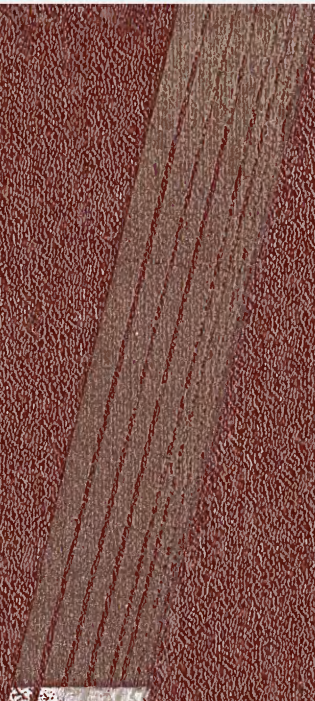




Л.С. Горн, Б.И. Хазанов

**СПЕКТРОМЕТРИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ
НА КОСМИЧЕСКИХ
АППАРАТАХ**

Л.С. Горн, Б.И. Хазанов

**СПЕКТРОМЕТРИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ
НА КОСМИЧЕСКИХ
АППАРАТАХ**



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1979

Горн Л. С., Хазанов Б. И. Спектрометрия ионизирующих излучений на космических аппаратах.— М.: Атомиздат, 1979, с. 248.

В книге рассмотрены основные вопросы спектрометрии ионизирующих излучений в космическом пространстве. Приведены обзорные данные о характеристиках потоков заряженных частиц и электромагнитного излучения в космосе, являющихся объектом измерения. Рассмотрены основные принципы построения спектрометров различных видов излучений, методы выполнения спектрометров заряженных частиц малой и средней энергий, рентгеновского и γ -излучений, необходимых для проведения исследований в околоземном космическом пространстве, у других планет, в рентгеновской и γ -астрономии.

Рис. 66. Табл. 15. Список литературы 161 наименование.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Немногим более 20 лет прошло с того дня, как был запущен первый искусственный спутник Земли, и немногим более 15 лет с момента первого полета человека в космос. Для этих двух десятилетий характерна всевозрастающая интенсивность космических исследований. Сначала траектории космических аппаратов проходили около Земли и Луны, затем — у Венеры, Марса, Меркурия, Юпитера и Сатурна. Объектами исследований с орбитальных лабораторий стали далекие звезды нашей Галактики и Вселенной. Сейчас рассматривают и осуществляют проекты, еще недавно казавшиеся слишком смелыми даже для фантастической литературы.

Изучение и освоение космического пространства стали одними из ведущих направлений развития современной науки и техники. Для исследования пространства, окружающего нашу Землю, планет солнечной системы, звезд, межпланетной и межзвездной среды — всего того, что объединяют емким понятием «космос», используют различные средства, которыми располагают современная наука и техника. Это аппаратура для оптических и радиоизмерений, для исследования электромагнитных излучений в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах волн, для локации поверхности планет, исследования образцов грунта на поверхности других планет, биологических экспериментов. Значительная, а во многих случаях и главенствующая роль в этих исследованиях принадлежит аппаратуре для измерения характеристик ионизирующих излучений. Некоторым вопросам выполнения такой аппаратуры посвящена настоящая книга.

Понятие «ионизирующее излучение» распространяется на любое электромагнитное и корпускулярное излучение, взаимодействие которого со средой приводит к появлению электрических зарядов разного знака. Поэтому в принципе к нему относится ультрафиолетовое излучение с энергией квантов от десятка электронвольт и выше, рентгеновское и γ -излучения, потоки заряженных частиц — электронов и ионов — в диапазоне энергий от 10 до 10^{20} эВ, а также нейтральные частицы — нейтроны, молекулы и атомы — с энергией выше 10 эВ. Однако

В книге круг рассматриваемых вопросов сужен теми видами излучения, которые обычно относят к ядерному приборостроению — области техники, связанной с созданием приборов для измерения ионизирующих излучений. По этим причинам в книгу не вошло рассмотрение аппаратуры для измерения ультрафиолетового излучения, атомарных и молекулярных потоков. Измерение характеристик частиц и квантов высокой энергии — так называемых космических лучей — имеет свою специфику и требует специальной аппаратуры. Космические лучи проникают через атмосферу Земли, и их исследования относительно давно проводятся с наземных станций. Вопросы выполнения такой измерительной аппаратуры достаточно широко рассмотрены в специальной литературе и в настоящую книгу не включены. Относительно редко используются в космических исследованиях приборы для нейтронных измерений, они также не рассматриваются в книге.

Основное внимание уделено методам построения аппаратуры для регистрации электронов и электромагнитного излучения с энергией от 0,5 кэВ до нескольких десятков мегаэлектронвольт и тяжелых заряженных частиц с энергией от 0,1 кэВ/нуклон до 200 МэВ/нуклон.

Специфика радиационных измерений на космических аппаратах заключается в своеобразии характеристик потоков излучения по сравнению с обычными («земными»), в ограничении объема, занимаемого аппаратурой, ее массы и потребляемой мощности, а также в затруднении передачи больших объемов информации с космического аппарата на Землю. Особенности измеряемой радиации: широкий диапазон изменения плотностей потоков частиц и квантов, смешанные потоки излучения, наличие значительных фоновых потоков и т. п. — наряду с ограниченными габаритами и массой детектирующих устройств определяют наиболее характерные черты рассматриваемой аппаратуры: принципы ее построения, выбор структурной схемы и элементов детектирования. Этим вопросам в основном и посвящена настоящая книга. Другие проблемы космического приборостроения: использование устройств с малой рассеиваемой мощностью и микросхем с повышенным уровнем интеграции, уплотнение данных по телеметрическим каналам связи, повышение надежности работы, радиационной стойкости и некоторые другие — характерны не только для аппаратуры, предназначенной для измерения ионизирующих излучений. Ограниченный объем книги не позволил рассмотреть эти вопросы, им посвящена специальная литература.

Первые две главы в книге носят вводный характер. В гл. 1 рассмотрены характеристики радиационных потоков в космическом пространстве, которые являются объектом измерений, а в гл. 2 приведена классификация спектрометров, принятая в ядерном приборостроении, и рассмотрены основные методы их

выполнения. Этот материал необходим для изложения в последующих трех главах методов построения спектрометров заряженных частиц малых и средних энергий, рентгеновского и γ -излучений, предназначенных для использования на космических аппаратах.

В книге гл. 4 написана Л. С. Горном, гл. 3 — Б. И. Хазановым, остальные разделы книги написаны авторами совместно.

Авторы выражают глубокую благодарность кандидату физико-математических наук О. Л. Вайсбергу за обсуждение гл. 1 настоящей книги и ценные советы.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Внесистемные физические единицы

1 а. е. = $1,49600 \cdot 10^{11}$ м — астрономическая единица длины
1 а. е. м. = $1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг — атомная единица массы
1 эВ = $1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж — электронвольт
 $1^\circ = 1,745329 \cdot 10^{-2}$ рад — угловой градус
 $1' = 2,908882 \cdot 10^{-4}$ рад — угловая минута
 $1'' = 4,848137 \cdot 10^{-6}$ рад — угловая секунда

Физические величины

$R_z, R_{\text{Ю}}$ — радиусы планет Земля и Юпитер
 L — отношение между расстоянием от Солнца до центра планеты и радиусом планеты
 v — скорость
 $\beta = v/c$ — отношение скорости к скорости света
 m — масса частицы
 A — масса частицы, выраженная в атомных единицах массы
 q — заряд частицы
 z — заряд частицы, отнесенный к заряду электрона
 Z — заряд ядра, отнесенный к заряду электрона
 E — энергия частицы или кванта
 ρ — плотность вещества
 φ, θ — углы азимута и широты в полярных координатах
 T — температура абсолютная (в К)
 U — напряжение
 $\mathcal{E}, H$ — напряженность электрического и магнитного полей
 Φ — плотность потока частиц или квантов

Обозначение вида частиц и квантов (в индексах)

e — электрон
 p — протон
 α — α -частица (ядро гелия)
 i — ион
 X — квант рентгеновского излучения
 γ — γ -квант

Характеристики

$p(x)$ — дифференциальная функция плотности распределения случайной величины x , характеризующей радиационные потоки
 $P(x)$ — интегральная функция распределения величины x

$\psi(x)$ — дифференциальная функция плотности распределения случайной величины x , характеризующей поток электрических сигналов

$\Psi(x)$ — интегральная функция распределения величины, характеризующей поток электрических сигналов

Числовые характеристики

$\bar{x}$ — среднее значение случайной величины x (математическое ожидание величины x)

$D[x]$ — дисперсия случайной величины x

$\sigma = \sqrt{D[x]}$ — среднее квадратическое отклонение случайной величины x

$\Delta_{1/2}$ — ширина нормального распределения на уровне 0,5 высоты в абсолютных единицах

$\delta_{1/2}$ — ширина нормального распределения, отнесенная к среднему значению случайной величины

Физические константы

$c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с — скорость света

$q_e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона

$m_e = 9,109 \cdot 10^{-28}$ г — масса электрона

$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-24}$ г — масса протона

$m_e c^2 = 0,511$ МэВ — энергия покоя электрона

$m_p c^2 = 938$ МэВ — энергия покоя протона

$\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка

$k = 1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана

$N_A = 6,02204 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы методы космических исследований и применяемая для них аппаратура претерпели значительные изменения. На первом этапе исследований околоземного космического пространства, а затем и пространства у других планет солнечной системы знания о характеристиках исследуемых объектов были весьма ограниченными. Возможности экспериментаторов были относительно невелики как из-за ограниченного объема научной аппаратуры, размещаемой на космических аппаратах, так и из-за комплексного характера проводимых экспериментов. Поэтому вполне удовлетворительной считалась аппаратура для радиационных измерений, приносившая информацию об интегральных потоках ионизирующих излучений или о потоках излучения определенного вида, в некотором интервале энергии и т. п. Одно из основных свойств приборов первого поколения — способность проводить измерения характеристик радиационных потоков, существенно отличающихся от предполагаемых, т. е. широкий диапазон регистрируемых величин.

Проведенные за эти годы многочисленные прямые измерения в околоземном и межпланетном пространствах дали много новых и неожиданных данных о процессах, происходящих в солнечной системе и во Вселенной. Они совершенно изменили прежние представления о физике космического пространства, дали основу для появления новых гипотез и теорий о происхождения и эволюции солнечной системы, нашей и других галактик. Бурное развитие переживают: космология, планетная и звездная космогония, астрономия, космохимия, астрофизика, физика плазмы и космических лучей и другие области науки, изучающие процессы, происходящие в космических телах и космической среде.

Эти исследования и теоретические работы дали возможность получить более или менее достоверную картину радиационных потоков, испускаемых Солнцем, проходящих в околоземном космическом пространстве, в околопланетном пространстве близких к Земле планет, и создать модель радиационных потоков около удаленных планет солнечной системы. Однако, как это часто бывает, в результате экспериментов и получения общей

картины процессов, происходящих в космическом пространстве, перед исследователями возникло множество новых вопросов, ответы на которые могут быть получены только при выполнении широкой программы космических исследований.

Предпосылки для выполнения этой программы создаются, с одной стороны, расширением технических возможностей космических аппаратов — увеличением массы и энергопотребления научной аппаратуры, размещаемой на борту, увеличением времени функционирования искусственных спутников Земли и автоматических межпланетных станций, ростом объема передаваемой на Землю информации, и с другой стороны, развитием техники построения измерительных приборов — повышением их информативности, снижением занимаемого ими объема и потребляемой мощности, повышением надежности и т. п. Все это позволяет осуществлять эксперименты, приносящие более детальные сведения об исследуемых явлениях.

В частности, в области измерения радиационных потоков в космических исследованиях центр тяжести переместился с оценки характеристик интегральных потоков излучения на получение информации о распределении частиц и квантов по энергии, виду и угловой направленности, о пространственных и временных вариациях плотности потока. Во многих случаях чрезвычайно важными становятся данные о корреляционных связях между изменениями плотности потока частиц и квантов разной энергии, вида, направленности. Поэтому в космическом приборостроении значительно возросла роль спектрометров ионизирующих излучений — приборов, дающих информацию о распределении частиц и квантов по указанным параметрам.

В настоящее время эксперименты, основанные на спектрометрии заряженных частиц и квантов, проводятся или планируются во всех ведущих направлениях космических исследований: при геомагнитосферных исследованиях, изучении Солнца и планет солнечной системы и во внеатмосферной астрономии. Особенно следует отметить, что характеристики радиационных потоков являются часто единственной информацией об удаленных космических источниках, поэтому спектрометрия этих излучений — тот путь, по которому можно прийти к пониманию природы многих явлений, происхождения космических объектов и т. п. Ведь открытию рентгеновских звезд, пульсаров, мощных всплесков γ - и рентгеновского излучений, мощных процессов в недрах Солнца и многого другого мы в основном обязаны изучению приходящих из космоса потоков электромагнитного и корпускулярного излучений. Возможно, физики и астрофизики в ближайшем будущем найдут новые пути исследования космоса, связанные с исследованиями излучений, — например, регистрацию нейтринного излучения от Солнца, нейтринную астрономию и др.

ОБЪЕКТЫ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

§ 1.1. Солнце и межпланетная среда

Солнце является мощным источником как непрерывно истекающих, так и спорадических радиационных потоков — заряженных частиц и электромагнитного излучения разного вида. Характеристики этих потоков — постоянный объект исследований, направленных на решение как научных, так и прикладных задач. В качестве примеров научных задач можно указать выявление солнечно-земных связей, определение причин хромосферных вспышек, механизма ускорения частиц на Солнце и выхода их за пределы солнечной атмосферы. Важными прикладными задачами являются прогнозирование хромосферных вспышек, создающих угрозу безопасности полетов космонавтов; прогнозирование солнечной активности, приводящей на Земле к магнитным бурям, нарушению радиосвязи и т. п.

Солнечный ветер [1—3]. Одной из компонент корпускулярного излучения Солнца является непрерывно истекающий из солнечной короны ионизованный газ (плазма), названный «солнечным ветром». По существу, солнечный ветер — это непрерывно расширяющаяся солнечная корона. Частицы, двигаясь, увлекают за собой магнитные силовые линии («вмороженное» магнитное поле), имеющие форму спирали, закрученной вращением Солнца. Сверхзвуковая солнечная плазма с магнитным полем заполняет все межпланетное пространство. Плотность потока частиц, испускаемых Солнцем, ослабевает, как L^{-2} по мере увеличения расстояния от Солнца L , и простирается, по-видимому, до $L=30-100$, где динамическое давление солнечного ветра уравнивается давлением межзвездного газа, галактического магнитного поля и галактических космических лучей. Здесь находится практически неизученная переходная область между межпланетной и межзвездной средой.

Сферически симметричное расширение короны вызывает низкоскоростной однородный солнечный ветер со скоростью 300—325 км/с. Этот поток является бесстолкновительным и сверхзвуковым, переносная скорость потока в несколько раз превышает тепловую скорость. Такой солнечный ветер с характеристиками, остающимися неизменными в течение нескольких десятков часов, иногда называют спокойным. Он состоит преи-

мущественно из электронов и протонов; средняя плотность электронов или протонов вблизи орбиты Земли составляет $5\text{--}8\text{ см}^{-3}$. Средняя температура протонов $\bar{T}_p$ близка к 10^5 К , а электронов — к $\bar{T}_e = 1,5 \cdot 10^5\text{ К}$; тепловая анизотропия протонов близка к 1,5, а электронов — к 1,1 (анизотропия температуры свидетельствует об отличии распределения частиц по скоростям от максвелловского).

В распределении протонов солнечного ветра по энергии максимальная плотность потока соответствует $E_p \approx 1\text{ кэВ}$; имеются сообщения о регистрации протонов с $E_p = 5\text{--}50\text{ кэВ}$. Плотность потока протонов доходит до $2 \cdot 10^8\text{ част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Энергия электронов солнечного ветра соответствует диапазону значений от единиц до нескольких десятков электронвольт. Поток частиц у орбиты Земли направлен в плоскости эклиптики по радиусу от Солнца. В среднем отклонение от радиальности близко к 5° ; во времени происходит изменение направления потока частиц относительно среднего в пределах $\pm 5^\circ$ как в плоскости эклиптики, так и перпендикулярно этой плоскости (вероятности отклонения от среднего направления описываются функциями, близкими к гауссовым). Общий поток энергии, уносимый солнечным ветром, составляет $10^{20}\text{--}10^{22}\text{ Вт}$ (для сравнения укажем, что излучение Солнца в оптическом диапазоне близко к $4 \cdot 10^{26}\text{ Вт}$).

Ионный состав солнечного ветра определяется химическим составом Солнца, температурой короны, условиями переноса в ней и процессами ускорения вещества (ионы с разной массой и зарядом ведут себя различно при расширении короны и под действием динамических процессов в межпланетной среде). В основном поток тяжелых заряженных частиц содержит ионы H^+ — протоны; ионы He^{2+} составляют $4\text{--}5\%$, а более тяжелые ионы — не более 1% . Из-за высокой температуры солнечной короны ионы многократно ионизованы; по этой причине отношение плотностей потоков ионов He^+ и He^{2+} мало. В солнечном ветре наблюдали ионы ^3He (около $0,002\%$), ^{16}O , ^{28}Si и ^{56}Fe получили данные о степени их ионизации. Большая часть ионов кислорода — это $^{16}\text{O}^{6+}$ (около $0,05\%$), хотя регистрировали ионы $^{16}\text{O}^{7+}$, $^{16}\text{O}^{8+}$ и, возможно, $^{16}\text{O}^{5+}$. Обнаружили также ионы $^{28}\text{Si}^{8+}$, $^{28}\text{Si}^{9+}$, $^{56}\text{Fe}^{8+}$, $^{56}\text{Fe}^{9+}$, $^{56}\text{Fe}^{10+}$, $^{56}\text{Fe}^{11+}$ и $^{56}\text{Fe}^{12+}$ (содержание ионов железа — около $0,002\%$).

Спокойные условия в солнечном ветре относительно редки. Отмечаются как медленные изменения параметров солнечного ветра, зависящие от уровня солнечной активности, так и внезапные изменения. Один из видов изменений характеристик солнечного ветра — возникновение одновременно с медленно текущей плазмой (спокойным потоком) быстрых потоков, связанных с униполярными областями на Солнце (истечение «горячего» солнечного ветра). В этих случаях скорость потока в течение одного дня нарастает от невозмущенных значений до $600\text{--}700\text{ км/с}$, увеличивается температура $\bar{T}_p$ и возрастает в несколь-

ко раз плотность потока частиц; затем за несколько дней параметры плазмы возвращаются к исходному уровню. Присутствие высокоскоростных потоков влияет почти на все усредненные характеристики плазмы, кроме T_e .

Исследования показали, что потоки с $v > 350$ км/с и с максимальными скоростями $v > 700$ км/с значительно чаще можно наблюдать в годы ослабления или минимума солнечной активности, чем в годы ее максимума. Так, в 1974 г. (минимум активности Солнца) зарегистрированы самые длительные высокоскоростные потоки солнечного ветра. Параметры солнечного ветра меняются чаще всего довольно медленно, особенно при низких его скоростях. Так, установлено, что скорость ветра сохраняется неизменной в течение 3 ч с вероятностью 0,94 и 24 ч с вероятностью 0,64.

Другой вид возмущений солнечного ветра — скачки, не сопровождающиеся изменением скорости частиц, но связанные с резким изменением угла направленности потока.

Предполагают, что мощные солнечные вспышки приводят к возникновению в солнечном ветре ударной волны и резкому изменению характеристик плазмы. Средняя скорость распространения ударной волны относительно солнечного ветра составляет 100—500 км/с (возможны и большие значения), а время прохождения выброса (сгустка плазмы) составляет обычно 6—12 ч. После прохождения фронта волны плотность частиц, их скорость и температура T_p продолжают расти, а затем в течение 12—18 ч спадают до исходного уровня. Отмечено возрастание в два раза и более содержания гелия в плазме спустя несколько часов после прихода ударной волны.

Основные характеристики солнечного ветра — распределение частиц по энергии, массе, заряду — и коллективные параметры — скорость направленного движения; направление движения частиц; их концентрация; температура электронов, протонов, α -частиц и ее анизотропия; флуктуация этих параметров и другие являются объектом многочисленных исследований в разные периоды времени и на различных участках межпланетного пространства. Результаты этих измерений должны дать важную информацию о состоянии Солнца и о происходящих в нем процессах, о химическом составе Солнца, о механизме образования межпланетных ударных волн и о многих других проблемах.

Солнечные космические лучи [1, 2, 4]. Помимо постоянно истекающих корпускулярных потоков с относительно небольшой энергией для Солнца характерны быстрые нестационарные процессы — хромосферные вспышки. При вспышке выбрасывается в виде отдельных плазменных сгустков солнечное вещество и выделяется большая энергия (до 10^{25} Дж), большая часть которой расходуется на ускорение частиц и образование потоков энергичных заряженных частиц — солнечных космических лучей.

Обычно бывает несколько слабых вспышек за день, тогда как сильные вспышки происходят редко. Все сильные вспышки, зарегистрированные за последние 30 лет (а их отмечено 17), произошли в периоды повышения или понижения солнечной активности.

При хромосферных вспышках образуются тяжелые заряженные частицы (протоны и ионы с $z \geq 2$) с энергией от 1 до $2 \cdot 10^4$ МэВ и электроны с энергией более 40 кэВ. Вспышки, во время которых поток частиц с $E \geq 30$ МэВ превосходит 10^8 част./см², относят к большим, а для которых поток не превышает 10^6 част./см² — к небольшим. Так, например, во время вспышки 1969 г. интегральный поток протонов с $E > 10$ МэВ достиг $3 \cdot 10^9$ част./см², с $E > 30$ МэВ $2 \cdot 10^8$ част./см², а с $E > 60$ МэВ $2,5 \cdot 10^7$ част./см². Близкие по мощности вспышки наблюдали и в другие годы (в 1966 г. отмечены две мощные вспышки, в 1967 г. — 3, в 1968 г. — 6, в 1969 г. — 4 и в 1970 г. — 2). Во время самых мощных солнечных вспышек плотность потока протонов солнечных космических лучей на орбите Земли достигает 10^5 част./см²·с), а электронов — 10^4 част./см²·с).

Состав солнечных космических лучей сходен с составом атмосферы Солнца. Основную долю в них составляют протоны; доля ядер гелия лежит в пределах 1—3%, а остальных ядер с $z > 2$ — 0,1—0,01%. В солнечных космических лучах зарегистрированы заметные потоки дейтронов, ядер трития и изотопов гелия ³He; обнаружены также ядра C, N, O, Mg и других нуклидов.

Энергетический спектр протонов и понов круто спадает; его можно описать степенной зависимостью $E^{-\gamma}$ с показателем степени $\gamma = 2 \div 5$ для различных вспышек.

Ударная волна, образованная при хромосферных вспышках, достигает орбиты Земли примерно через сутки после вспышки. Она приводит к кратковременному сжатию магнитосферы и последующему ее расширению, возникновению магнитных бурь и полярных сияний.

Помимо энергичных частиц, спорадически испускаемых Солнцем при хромосферных вспышках, в межпланетном пространстве даже при низкой солнечной активности регистрируются потоки протонов и α -частиц с $E = 1 \div 10$ МэВ и плотностью потока 0,1—1 част./см²·с). Их дифференциальный энергетический спектр сходен со степенной зависимостью $p(E) = kE^{-\gamma}$, где $\gamma_p \approx 5$ и $\gamma_\alpha \approx 3$. При возрастании солнечной активности плотность потока таких частиц резко увеличивалась, достигая 10^4 — 10^5 част./см²·с). В определенных моделях солнечной деятельности эти потоки рассматривают или как низкоэнергетичную компоненту солнечных космических лучей, или как высокоэнергетичную компоненту солнечного ветра.

Электромагнитное излучение Солнца [1, 2, 5, 6]. Высокая температура солнечной короны обуславливает испускание Солн-

цем рентгеновского излучения со стационарными линиями в спектре. В течение цикла солнечной активности общий поток непрерывного излучения меняется незначительно; однако плотность потока квантов определенной энергии (отдельных линий) испытывает вариации, которые увеличиваются с ростом энергии квантов. Плотность потока рентгеновского излучения также несколько меняется каждый день. Гамма-излучение спокойного Солнца не обнаружено.

С хромосферными вспышками совпадают рентгеновские вспышки, при этом резко (в 10^2 — 10^3 раз) возрастает плотность потока непрерывного рентгеновского излучения и увеличивается поток квантов в линейчатом спектре. Во время хромосферных вспышек становится заметным уровень γ -излучения. Отмечалось возрастание плотности потока γ -квантов в энергетических зонах вблизи энергий 0,5; 2,2; 4,4 и 6,1 МэВ, доходившее соответственно до 0,1; 0,025; 0,03 и 0,03 квант/(см²·с). Первая линия возникает при аннигиляции позитронов и электронов, вторая — при захвате нейтрона протоном и рождении дейтона; интерпретация остальных линий менее определена. Плотность потока нарастает от начального уровня до максимальных значений за несколько минут.

Поток образованных при вспышках квантов электромагнитного излучения достигает орбиты Земли через 8—30 мин после вспышки.

§ 1.2. Околоземное космическое пространство и пространство около других планет

Проведенные эксперименты на многочисленных искусственных спутниках Земли позволили получить достаточно детальную картину процессов, происходящих в околоземном пространстве, определить основные области в этом пространстве и характеристики возникающих в них радиационных потоков, исследовать такие явления как полярные сияния и магнитные бури. Однако многие фундаментальные проблемы, связанные с переносом энергии и плазмы от солнечного ветра к магнитосфере и атмосфере, с возникновением полярных сияний и магнитных бурь, ускорением и захватом заряженных частиц, определением источников заряженных частиц в отдельных областях и некоторые другие остались неразрешенными. Для их решения необходимы дальнейшие всесторонние исследования картины радиационных и магнитных полей в околоземном космическом пространстве и, в частности, получение данных об энерго-зарядо-массо-угловых распределениях заряженных частиц, разделение пространственных и временных вариаций потоков этих частиц, выявление корреляционных связей между этими изменениями.

Особенно важны эксперименты, в которых характеристики заряженных частиц, магнитных и электрических полей измеря-

ются одновременно в нескольких точках ионосферы, магнитосферы и вне магнитосферы Земли, а также активные эксперименты. Одновременные исследования в нескольких областях околоземного пространства позволяют разделить пространственные и временные вариации характеристик потоков плазмы и лучше понять сущность проходящих процессов. Активные эксперименты, в ходе которых создаются искусственные возмущения (инжекция заряженных частиц) с последующим измерением характеристик радиационных образований, — эффективный метод изучения реакции магнитосферы на вторжение потоков частиц.

Хотя большинство исследований проводили в околоземном пространстве, в последние годы исследовали пространства и около других планет солнечной системы; они дали, в частности, первые сведения о конфигурации магнитных и радиационных полей вблизи этих планет. Предстоит детализация и уточнение полученных данных, а также получение интересной и важной информации о характеристиках пространства около дальних планет солнечной системы — Сатурна, Урана и Нептуна.

Околоземное космическое пространство [1, 2, 7—9]. Вокруг Земли существует достаточно протяженная область пространства — магнитосфера, которая пронизана силовыми линиями магнитного поля Земли, сохраняющими постоянной свою конфигурацию, и в которой ионизованный газ преобладает над нейтральной атмосферой. Нижней границей магнитосферы является зона, где газовое давление атмосферы по значению сходно с давлением магнитного поля Земли. Снаружи она ограничена магнитопаузой — токовым слоем, экранирующим проводящую плазму солнечного ветра от проникновения в него геомагнитного поля; здесь давление регулярного магнитного поля Земли уравнено давлением турбулентной плазмы солнечного ветра.

Поток солнечной плазмы сжимает магнитное поле Земли с солнечной стороны, а на противоположной стороне — силовые линии, выходя из полярных областей, уходят далеко от Земли, образуя хвост, или шлейф магнитосферы (рис. 1, а). В магнитосфере можно выделить три области с различной топологией магнитных силовых линий: область замкнутых диполеподобных силовых линий, возникающих на малых и средних геомагнитных широтах; область на теневой стороне с замкнутыми, но значительно вытянутыми силовыми линиями (простирающуюся до $L \sim 30$) и области на высоких широтах с разомкнутыми силовыми линиями, уходящими в хвост магнитосферы, а при пересечении с Землей образующие полярные шапки. В шлейфе силовые линии противоположного направления разделены областью со слабым магнитным полем — нейтральным слоем, окруженным плазменным слоем. Магнитосфера Земли простирается навстречу Солнцу на 65 000 км (более чем на $10 R_E$), в направлении, перпендикулярном линии Солнце — Земля, прибли-

зительно на 100 000 км, а в направлении, противоположном Солнцу, — на несколько миллионов километров.

Поток солнечного ветра налетает на магнитосферу и образует дугообразную бесстолкновительную ударную волну; фронт ударной волны расположен на несколько десятков тысяч километров перед магнитопаузой. Область между магнитопаузой и ударной волной — переходная область, или магнитослой, — заполнена плазмой, обтекающей магнитосферу; толщина ударной волны не превышает 100 км.

Поток плазмы солнечного ветра, проходя через фронт ударной волны, становится турбулентным. Направление движения частиц меняется, скорость переноса уменьшается, и плазма значительно нагревается. Плотность частиц увеличивается в несколько раз, достигая значений $10\text{--}30$ част./см³; возрастает температура T_e , а значение T_p увеличивается более чем на порядок. В переходном слое значительно расширяется энергетическое распределение протонов (до $0,1\text{--}6$ кэВ) и угловое распределение (до $\pm 90^\circ$). Средняя энергия электронов E_e увеличивается до $30\text{--}60$ эВ, и появляются электроны с энергией более 100 эВ. Изменение параметров солнечного ветра приводит к флуктуациям положения обеих границ переходного слоя и свойств находящейся в нем плазмы.

По процессам вхождения плазмы в магнитосферу в переходном слое выделяют входной слой, щели (или воронки, или каспы) и мантию. Плазма переходного слоя может проникнуть в магнитосферу через магнитопаузу у нейтральных точек через области прямого вторжения заряженных частиц, называемых полярными каспами, или щелями. Ширина канала, через который плазма проникает в магнитосферу, составляет от нескольких десятков до нескольких сот километров. Области вторжения располагаются в спокойные периоды на полярной широте около 78° . Для них характерна высокая плотность потока протонов при $E_p = 0,5\div 1$ кэВ и электронов при $E_e = 0,1\div 0,2$ кэВ.

Значительная доля частиц солнечного ветра, затекающих в щели, отражается обратно; часть этих частиц протекает вдоль разомкнутых силовых линий (в области мантии). Здесь образуется слой плазмы меняющейся толщины (до нескольких R_s); потоки плазмы направлены к хвосту магнитосферы и имеют различную скорость — от 200 км/с у магнитопаузы до близкой к нулю на внутренней границе мантии. Наблюдается медленный (со скоростью около 4 км/с) дрейф плазмы к центральной области хвоста и накопление там частиц.

Для стабилизации хвоста магнитосферы необходимо наличие вблизи нейтрального слоя «горячей» плазмы. Был обнаружен такой слой плазмы с температурой в несколько миллионов градусов и шириной в несколько R_s — плазмослой, или плазменный слой. Для частиц в этом слое средняя энергия электронов составляет $0,1\text{--}1$ кэВ, а протонов $0,3\text{--}6$ кэВ; по мере при-

ближения к Земле энергия частиц увеличивается. Наиболее горячая и плотная плазма находится в зоне, где замкнутые силовые линии проходят через экваториальную плоскость.

Вторжение энергичных заряженных частиц в атмосферу Земли вызывает ее свечение — полярные сияния. Потoki электронов и ионов проникают в атмосферу из плазменного слоя; с

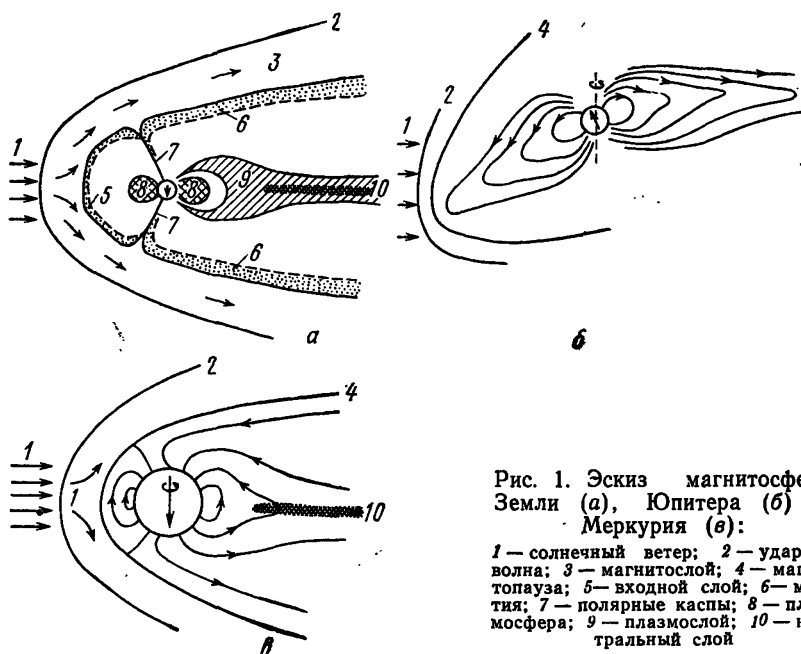


Рис. 1. Эскиз магнитосферы Земли (а), Юпитера (б) и Меркурия (в):

1 — солнечный ветер; 2 — ударная волна; 3 — магнитослой; 4 — магнитопause; 5 — входной слой; 6 — магнития; 7 — полярные каспы; 8 — плазматосфера; 9 — плазматослой; 10 — нейтральный слой

солнечной стороны полярные сияния возникают при прорыве частиц из переходной области в магнитосферу по силовым трубкам, идущим к северной и южной полярным зонам. Типичная энергия электронов в пучках, вызывающих полярные сияния, составляет 1—20 кэВ, а протонов, вызывающих протонные сияния, 1—3 кэВ (отмечены также пучки протонов с энергией 5—15 кэВ).

Внутренней части магнитосферы соответствует область силовых линий, выходящих из Земли на низких и средних широтах. Здесь геомагнитное поле образует магнитную ловушку, в которую захватываются электроны и ионы с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт и более; энергия частиц определяет их распределение в пространстве. Протоны с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт могут быть захвачены лишь в зоне, близкой к Земле, где напряженность магнитного поля сравнительно велика; в то же время из-за относительно плотной атмосферы частицы с $E \approx 0,1$ МэВ здесь не могут существовать длительное время и плотность их потока мала.

Чем выше энергия протонов, тем в более узкой области пространства они локализованы. Максимальная энергия захваченных протонов равна 700—800 МэВ; они занимают ближайшие к Земле силовые линии магнитного поля. Максимальная плотность потока протонов с $E_p = 100$ МэВ близка к 10^4 част./($\text{см}^2 \times \text{с}$) и соответствует $L \approx 1,5 R_z$; при $L \geq 2$ таких протонов уже нет. Плотность потока $\Phi_p^{\text{макс}}$ при $E_p = 10$ МэВ наблюдается при $L \approx 2$ и равна $5 \cdot 10^5$ част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Для протонов с энергией около 1 МэВ максимальная плотность потока 10^7 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) отмечается на расстоянии $L \approx 3$, для частиц с $E_p = 30 \div 300$ кэВ — при $L \approx 4$, а для частиц с $E_p = 1 \div 30$ кэВ — при $L \approx 5 \div 6$; плотность потока таких частиц достигает максимального значения $2 \cdot 10^8$ част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (при больших плотностях потока геомагнитное поле исказится настолько, что произойдет утечка избытка протонов).

Энергичные электроны, захваченные геомагнитным полем, занимают большую область пространства по сравнению с протонами. Плотность потока электронов для $E_e \geq 40$ кэВ составляет $3 \cdot 10^8$ част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), а средняя энергия электронов близка к 100 кэВ. Электроны с $E_e \approx 40$ кэВ занимают область от $L = 1,5$ до $L = 10$; максимальная плотность потока частиц с $E_e \approx 150$ кэВ и $E_e \approx 1$ МэВ отмечается при $L < 1,5$ и составляет соответственно $3 \cdot 10^7$ и 10^7 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$); кроме того, второй максимум существует в магнитоспокойное время при $L \approx 5 \div 6$ (здесь плотность потока почти на порядок меньше). Потоки электронов на внутренних магнитных оболочках достаточно стабильны, а при $L > 3,5$ их характеристики (положение максимума в пространственном распределении, значения плотностей потоков, энергетических распределений) подвержены значительным изменениям.

Во внутренней магнитосфере непрерывно происходят процессы, ведущие как к увеличению концентрации заряженных частиц, так и к их утечке. Причиной первых считают дрейф частиц из плазменного хвоста магнитосферы к ее внутренней области во время магнитных бурь (под действием электрического поля) и медленную диффузию к Земле захваченных частиц под действием небольших вариаций магнитного поля. Одна из причин утечки частиц — их соударение и последующее поглощение атмосферой.

В верхней атмосфере Земли, простирающейся на расстояние от 50 км до нескольких тысяч километров от поверхности, под действием излучения Солнца происходит ионизация молекул газов, входящих в состав атмосферы. Таким образом образуется ионосфера, состоящая из электронов и положительно заряженных ионов (в основном H^+ , He^+ , O^+ , N^+ , N_2^+ , NO^+ и O_2^+). На разных высотах концентрация заряженных частиц и тип преобладающих ионов изменяются.

Часть электронов и протонов земной атмосферы, обладаю-

щих достаточной кинетической энергией, чтобы преодолеть силы гравитации, или под действием электрических полей вытекает вдоль магнитных силовых линий в магнитосферу и остается захваченной геомагнитным полем. Истечение «холодной» плазмы называют полярным ветром. Область холодной плазмы ионосферного происхождения — плазмосфера — занимает область замкнутых силовых линий и простирается до $L \approx 5$. В этой области $E_p \approx 1$ эВ, $T_p = 1 \div 10$ эВ, а концентрация частиц близка к 100 част./см³ [потоки ионов 10^3 — 10^5 (см²·с·ср·эВ)⁻¹]. В потоках ионов около 5% составляют ионы He²⁺ и около 0,1% ионы кислорода.

Вплоть до высот около 30 000 км ($L \approx 5$) суточное вращение Земли и геомагнитного поля увлекает за собой плазму магнитосферы; на больших высотах плазма в этом вращении не участвует и двигается от хвоста магнитосферы к магнитопаузе. Вследствие этого образуется зона шириной менее $0,15 R_s$ с резким уменьшением концентрации плазмы — плазмопауза. Плазмопауза представляет собой резкую внешнюю границу плазмосферы, за которой значительно меняются свойства плазмы. В пределах плазмопаузы резко снижается концентрация частиц (в 10 — 100 раз), а температура плазмы возрастает до нескольких миллионов градусов. Вне плазмопаузы плазма довольно разрежена (концентрация менее 10 част./см³) и очень горячая ($T \geq 100$ эВ).

Помимо полярного ветра утечка ионов из ионосферы происходит и во время полярных сияний: из ионосферы утекают не только протоны и ионы He⁺, но и более тяжелые ионы, такие как O⁺, O₂⁺, N₂⁺, NO⁺.

Один из важных процессов, происходящих в магнитосфере и влияющих на характеристики плазмы, — магнитные бури. Они сопровождаются сильными спорадическими колебаниями магнитных полей, усилением электрических полей, протеканием электрических токов, вторжением энергичных частиц в атмосферу. При мощных магнитных бурях магнитосферная плазма нагревается до температуры 10^6 — 10^7 К и резко ускоряются заряженные частицы; протоны и электроны с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт внутри магнитосферы образуют недолговечные, но мощные зоны радиации.

Магнитосферы земледобных планет [1, 7, 9]. Проведенные измерения показали, что магнитосферы (или «псевдоманитосферы») имеются и у земледобных планет солнечной системы: Меркурия, Венеры и Марса.

Меркурий имеет очень тонкую разреженную атмосферу, состоящую из водорода, гелия и тяжелых инертных газов (А, Не и, возможно, Хе). Ионосфера не была обнаружена на расстояниях вплоть до 70 км от поверхности планеты. Было установлено слабое магнитное поле, выдерживающее давление солнечного ветра (табл. 1).

Таблица 1

Характеристика планет солнечной системы

Характеристика	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Расстояние от Солнца, а. е.	0,387	0,723	1,000	1,524	5,203	9,539	19,18	30,06	39,75
Экваториальный радиус: а) в километрах	2430	6052	6378	3395	70850	60100	24600	23500	2200
б) в R_3	0,38	0,97	1,00	0,53	11,20	9,41	3,75	3,50	0,34
Период вращения, сутки	59	243	~1	1,027	0,41	0,427	0,451	0,652	6,4
Число спутников	—	—	1	2	14	10	5	2	?
Интенсивность излучения Солнца по сравнению с облучением Земли	6,7	1,9	1,0	0,43	0,037	0,011	0,0027	0,0011	0,00064
Атмосфера	Следы	Очень плотная	Плотная	Очень редкая	Очень плотная	Очень плотная	Очень плотная	Очень плотная	?
Дипольный магнитный момент относительно J_3	$6,6 \cdot 10^{-4}$	—	1,000	$\leq 2 \cdot 10^{-4}$	$1,88 \cdot 10^4$				

Магнитосфера Меркурия (см. рис. 1, б) сходна по конфигурации с земной, хотя и значительно меньше ее по размерам. Поток солнечного ветра создает головную ударную волну; имеется магнитопауза и шлейф магнитосферы с явно выраженным нейтральным слоем, почти примыкающим к планете. Считают, что стабильный захват заряженных частиц магнитным полем невозможен и захваченная радиация не обнаружена. Поскольку на планете отсутствует ионосфера (внутренний источник плазмы), у Меркурия нет плазмосферы.

При исследованиях обнаружены резкие колебания напряженности магнитного поля и концентрация заряженных частиц; кроме того, были зафиксированы вспышки энергичных заряженных частиц с длительностью, близкой к 1 мин, и с чрезвычайно малым временем нарастания (механизм ускорения частиц не установлен).

При исследованиях Меркурия имеется возможность выявить взаимодействие солнечного ветра с планетой, не имеющей атмосферы (т. е. чистое взаимодействие плазмы и магнитосферы).

На Венере, по-видимому, не обнаружено следов внутреннего магнитного поля, поэтому Венера не может иметь магнитосферу, сходную с земной. Однако, по предположениям, солнечный ветер, проникая в ионосферу, индуцирует магнитное поле, что приводит к появлению «псевдомангнитопазы» на солнечной стороне и головной ударной волны в потоке солнечного ветра. На Венере установлены наличие ионосферы — слоя заряженных частиц с наибольшей плотностью на расстоянии 150 км от поверхности планеты и быстрые вариации плотности потоков заряженных частиц малой энергии частиц.

Небольшая магнитосфера обнаружена у Марса. Ее лобовая сторона находится на расстоянии около 1500 км от поверхности планеты. В области хвоста магнитосферы измерены медленные потоки плазмы, сходные с протекающими в магнитосфере Земли (в пограничном слое), но обогащенные тяжелыми ионизированными ионами.

Магнитосфера Юпитера [1, 7, 9—11]. Более обширна по сравнению с земной, более изменчива и сложна по структуре магнитосфера у следующей за Марсом гигантской планеты — Юпитера. Юпитер имеет плотную атмосферу и окружен системой спутников, что усложняет процессы, происходящие в околопланетном пространстве.

Одна из важных особенностей Юпитера — наличие сильного магнитного поля. Север магнитного диполя планеты направлен на географический юг; центр диполя значительно смещен от центра планеты на $0,2 R_{\text{Ю}}$ в экваториальной плоскости и на $0,1 R_{\text{Ю}}$ от этой плоскости на север (у Земли такое смещение не превышает $0,016 R_{\text{З}}$). Это обуславливает неоднородность магнитного поля на поверхности Юпитера и значительную асиммет-

рию магнитных полей в северном и южном полушариях. Ось диполя смещена примерно на 15° от оси вращения планеты. Недипольные составляющие затухают быстрее, чем дипольные, и на расстоянии от центра Юпитера больше $2 R_{\text{Ю}}$ магнитное поле уже близко к дипольному.

Магнитосфера Юпитера имеет очень большие размеры. Головная ударная волна обнаружена с солнечной стороны на расстоянии около $110 R_{\text{Ю}}$, т. е. $7,7 \cdot 10^6$ км от поверхности Юпитера. Поскольку Юпитер значительно удален от Солнца, солнечный ветер имеет более низкую температуру, чем у орбиты Земли, и ударная волна должна быть более четкой по структуре; это было подтверждено прямыми измерениями с автоматических станций «Пионер-10» и «Пионер-11». Предполагают, что в магнитосфере Юпитера должен быть шлейф, или хвост. Размеры магнитосферы сравнимы с размерами некоторых пространственных возмущений солнечного ветра, т. е. она может оказаться подверженной одновременному воздействию солнечного ветра с различными параметрами.

Измерения со станций «Пионер» показали, что в магнитосфере Юпитера существуют области, как схожие с земной магнитосферой, так и существенно отличные от нее. До расстояний около $10 R_{\text{Ю}}$ от поверхности планеты поле и частицы сходны с земными. Здесь существует область плазмы ионосферного происхождения — плазмосфера, простирающаяся до расстояния около $6 R_{\text{Ю}}$. Концентрация заряженных частиц близка к 100 част./см^3 , а их средняя энергия — к 100 эВ . Вне плазмосферы (на расстоянии $6\text{—}8 R_{\text{Ю}}$) концентрация частиц уменьшается в $10\text{—}100$ раз, а значение $\bar{E}$ увеличивается в 4 раза; затем концентрация частиц вновь повышается до $10\text{—}15 \text{ част./см}^3$.

Быстрое вращение Юпитера и большие его размеры приводят к тому, что вместе с планетой вращается вся магнитосферная плазма вплоть до магнитопаузы. Из-за действия значительных центробежных сил плазма оттекает во внешние участки магнитосферы, что обусловило предполагаемую дискообразную форму силовых линий магнитосферы Юпитера (см. рис. 1, в). В области от 25 до $50 R_{\text{Ю}}$ магнитные силовые линии значительно вытянуты по направлению магнитного экватора; во внешней магнитосфере — области, простирающейся от 50 до $100 R_{\text{Ю}}$, — плотность потока подвержена значительным вариациям. Эти области заполнены плазмой, по-видимому, создаваемой солнечным ветром, причем она диффундирует из внешней области магнитосферы к внутренней. В принятой модели магнитное поле представляется в виде тонкого удлиненного магнитного диска, вращающегося вместе с планетой и немного колеблющегося; постоянно происходит сжатие или расширение магнитосферы и перемещение ее границ.

Магнитное поле Юпитера создает мощную область захваченных заряженных частиц с энергией вплоть до нескольких десятков мегаэлектронвольт. Основная масса захваченных частиц располагается в области регулярного магнитного поля. Станция «Пионер-10» зарегистрировала радиационные потоки электронов и протонов в широкой области от $L_{\text{Ю}} \approx 40$ до $L_{\text{Ю}} \approx 2,8$. Плотность потока частиц увеличивается по мере уменьшения значения $L_{\text{Ю}}$. Для электронов с $E_e > 3$ МэВ нарастание плотности потока можно аппроксимировать зависимостью $e^{-L/\xi}$, где $\xi \approx 1,8$ для $12 \leq L_{\text{Ю}} \leq 25$ и $\xi \approx 1,7$ для $L_{\text{Ю}} \leq 6$. Плотность потока достигает максимума при $L_{\text{Ю}} \approx 3,1$ и составляет для электронов с $E_e > 0,06; 3,0; 5,0; 21,0$ и $31,0$ МэВ соответственно $5 \cdot 10^9; 2,5 \cdot 10^8; 2 \cdot 10^8; 3 \cdot 10^7$ и $1,5 \cdot 10^7$ электрон/(см²·с).

Потоки протонов с энергией 0,5—1,8 МэВ были зарегистрированы в области с $L_{\text{Ю}} = 3—24$, а с энергией более 35 МэВ — при $L_{\text{Ю}} = 3—9$. Максимальная плотность потока протонов с $E_p = 0,5—1,8$ МэВ, близкая к $6 \cdot 10^5$ част./(см²·с), отмечена при $L_{\text{Ю}} \approx 3$, а протонов с $E_p > 35$ МэВ и равная $6 \cdot 10^6$ част./(см²·с) — при $L_{\text{Ю}} \approx 3,4$. Однако если зависимость $\Phi_p = f(L_{\text{Ю}})$ для частиц малой энергии слабая [$\Phi_p \geq 10^5$ част./(см²·с) для $L_{\text{Ю}} = 2,8 \div 20$], то для протонов с $E_p > 35$ МэВ она достаточно резкая (по мере увеличения $L_{\text{Ю}}$ на 1,25 плотность потока уменьшается на порядок).

Усредненное спектральное распределение протонов можно представить степенной зависимостью $p(E) = kE^{-\gamma}$; $\gamma \approx 1,9 \pm 0,3$ для $E_p = 0,5 \div 8,8$ МэВ и $L_{\text{Ю}} = 24 \div 40$ и $\gamma \approx 2,6$ для тех же энергий и $L_{\text{Ю}} = 13—24$. Зарегистрированный поток α -частиц меньше потока протонов (для тех же энергий на один нуклон) приблизительно в 70 раз; значения $\gamma \approx 2,7$ при $L_{\text{Ю}} = 15 \div 24$ и $\gamma \approx 3,6$ при $L_{\text{Ю}} = 24 \div 30$.

Угловое распределение частиц значительно меняется по мере их движения вдоль силовой линии от экватора к поверхности планеты.

Внешняя зона магнитосферы Юпитера является источником заряженных частиц, ускоряемых за счет эффекта сходного с циклотронным до энергий в несколько десятков мегаэлектронвольт. Ускорение происходит, когда магнитный диск под давлением солнечного ветра сжимается. Ускоренные частицы вырываются из поля магнитного притяжения Юпитера и распространяются вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, достигая орбиты Земли.

Предполагают, что потоки энергичных частиц из плазменного слоя и захваченные частицы вторгаются в атмосферу Юпитера, вызывая мощные полярные сияния; они сопровождаются генерацией интенсивного тормозного излучения.

По крайней мере два спутника Юпитера — Ио и Ганимед — имеют атмосферу. У Ио обнаружен также слой заряженных частиц — ионосфера. Спутник Ио, орбита которого находится на

расстоянии около $5,9 R_{\text{Ю}}$ от Юпитера, в значительной степени поглощает частицы из области захваченной радиации, создавая свободный от этих частиц коридор (он лежит вне плоскости магнитного экватора). Поглощение зависит от энергии частиц; так, для протонов с $E_p > 100$ МэВ оно мало. Весьма мало также поглощение электронов с $E_e = 30$ МэВ, чей период дрейфа совпадает с периодом вращения Ио. Предполагают, что электрическое поле, наводимое при движении Ио через магнитное поле Юпитера, ускоряет некоторые частицы; кроме того, атмосфера Ио может явиться источником частиц, которые после освобождения захватываются магнитным полем Юпитера.

Другие спутники Юпитера: Амальтея, Европа и Ганимед с орбитами вращения, составляющими соответственно 2,6; 9 и $15 R_{\text{Ю}}$, — также оказывают возмущающее воздействие на захваченную магнитным полем радиацию.

Юпитер и его спутники несомненно окажутся объектом всесторонних исследований; решение многих проблем, в частности уточнение структуры магнитосферы, понимание механизма освобождения релятивистских частиц, конвекции плазмы, взаимосвязи ионосферы и магнитосферы, непосредственно связано с измерением распределения заряженных частиц в широком диапазоне энергий.

Магнитосферы других планет [1, 7]. Магнитосферы должны иметь другая гигантская планета — Сатурн и ближайшая к нам ледово-каменная планета Уран.

Сатурн во многом напоминает Юпитер. Предполагают, что он обладает мощными магнитными полями и магнитосферой. Также должен обладать большими магнитными полями и магнитосферой Уран, сходный с Юпитером и Сатурном. В отличие от других планет его ось вращения лежит почти в плоскости эклиптики, а в 1985 г. эта ось будет направлена на Солнце. В такой магнитосфере, обращенной к Солнцу своим полюсом, плазменные процессы должны отличаться значительным своеобразием.

Возможно, что на удаленные планеты солнечной системы уже оказывает действие не солнечный ветер, а они находятся под воздействием малоизученной разреженной межзвездной плазмы.

Гамма-излучение с поверхности планет [12]. Одну из интересных возможностей для получения крупномасштабной геофизической и геохимической карты планет и их спутников, не имеющих атмосферы (как Луна) или имеющих разреженную атмосферу (как Марс), могут дать γ -спектрометрия и рентгеновский флуоресцентный анализ с искусственных спутников этих космических объектов. Такие измерения позволяют установить глобальное различие состава планет и их естественных спутников, распределение отдельных нуклидов, их соотношение и т. п. В частности, γ -кванты определенных энергий испускаются при

распаде естественных радиоактивных элементов (уран, торий, калий) и при взаимодействии космических лучей с порообразующими элементами — кремнием, алюминием, магнием, железом и т. п. В принципе γ -спектрометрия позволяет дать заключение о характере вещества небесных тел и их происхождении.

§ 1.3. Галактическое и внегалактическое излучения

Наша и другие галактики являются источниками мощных потоков ионизирующих излучений — заряженных частиц высокой энергии, рентгеновского и γ -излучений. Эти компоненты радиации подвергаются тщательному исследованию. В последние годы особенно большой интерес проявляют к исследованию неба в рентгеновском и γ -диапазонах электромагнитного излучения — внеатмосферной рентгеновской и γ -астрономии. Эти возможности появились лишь после запусков орбитальных научных лабораторий, так как непосредственно с поверхности Земли можно исследовать электромагнитное излучение только в оптическом и радиоволновом диапазоне, а для более коротких волн атмосфера непрозрачна.

Галактические космические лучи [1, 13]. Окружающее Землю галактическое пространство является источником частиц, представляющих собой преимущественно оголенные ядра и движущихся со скоростью, близкой к скорости света ($E=10^8—10^{20}$ эВ), — галактических космических лучей. Энергия этих частиц намного больше тепловой энергии в самых горячих частях Вселенной, т. е. она имеет нетепловое происхождение и частицы приобретают такую энергию при каких-то пока малоизученных специфических процессах в космосе. Механизм ускорения частиц до столь больших энергий, распределение космических лучей во Вселенной и другие проблемы еще требуют решения и относятся к наиболее важным в астрофизике.

Поток галактических космических лучей состоит преимущественно из протонов (около 90%). Число ядер гелия близко к 7%, электронов — к 1%, позитронов — к 1—2%; число остальных ядер с $z>2$ не превосходит 0,9%. По сравнению со средней распространенностью нуклидов во Вселенной содержание ядер гелия в галактических космических лучах в 20 раз меньше; в то же время в них значительно больше содержания ядер «легких» нуклидов с $z=3÷5$ (Li, Be, B), чья естественная распространенность во Вселенной ничтожно мала (в 10^5 раз), и ядер «тяжелых» нуклидов с $z\geq 20$ (почти в 70 раз). Эти различия очень важны для решения проблемы происхождения космических лучей.

Суммарная плотность потока галактических космических лучей у орбиты Земли в максимуме солнечной активности близка к 1 част./($\text{см}^2\cdot\text{с}$). Связь между плотностью потока частиц Φ , превосходящих по энергии значение E , и величиной этой энер-

гии соответствует степенной зависимости. В диапазоне энергий 10^{10} — 10^{15} эВ $\Phi \approx 1,7 \cdot E^{-1,6}$, для $E = 2 \cdot 10^9 \div 10^{10}$ эВ рост величины Φ замедляется, а при $E < 2 \cdot 10^9$ эВ совсем прекращается. Для $E = 10^{15} \div 10^{17}$ эВ показатель степенной зависимости возрастает до 2,2, а при $E = 10^{17} \div 18^{18}$ эВ опять уменьшается. Предельная энергия зарегистрированных частиц составляет 10^{20} эВ.

Предполагается, что космические лучи образуются и длительное время удерживаются в нашей и других галактиках благодаря межзвездному магнитному полю, лишь медленно вытекающая в межгалактическое пространство. Частицы более высоких энергий слабо отклоняются галактическим магнитным полем и покидают нашу Галактику сравнительно быстро; этим, по-видимому, объясняется излом в энергетическом спектре при $E > 10^{15}$ эВ. Траектории космических лучей относительно низкой энергии ($< 10^8$ эВ) искривляются геомагнитным полем, и эти частицы не достигают Земли.

Для галактических космических лучей характерна высокая изотропия; с точностью до 0,1% плотность потока частиц, поступающих по всем направлениям, одинакова.

Значительное влияние на плотность потока компоненты космических лучей с относительно малой энергией оказывает солнечная активность: с понижением солнечной активности и уменьшением межпланетного магнитного поля плотность потока галактических космических лучей у Земли повышается за счет частиц, имеющих наиболее низкую энергию. Такие вариации космических лучей имеют разный период. Одиннадцатилетнее изменение солнечной активности приводит к вариации плотности потока примерно в 2—3 раза (в годы максимума активности Солнца 1957—1958 гг. плотность потока частиц с $E \geq 10^9$ эВ была почти втрое меньше, чем в 1964—1965 гг. — период спокойного Солнца); 27-дневное изменение плотности потока в пределах 10% связано с периодом вращения Солнца, а суточное вращение Земли изменяет плотность потока космических лучей не более чем на 2%.

Проникая в атмосферу Земли, первичные космические лучи вызывают каскадные электронно-фотонные и ядерные линии генераций большого количества частиц разных типов: заряженных и нейтральных π -мезонов, μ -мезонов, нейтрино, γ -квантов, электронов, протонов, нейтронов.

Плотность потока галактических космических лучей изменяется с расстоянием от Солнца: у орбиты Меркурия по сравнению с наблюдаемой у Земли она уменьшается приблизительно в 3,5 раза, а у орбиты Марса возрастает в 1,5 раза. При дальнейшем увеличении расстояния от Солнца плотность потока галактических космических лучей, по-видимому, заметно не меняется.

Излучение вне плоскости эклиптики. Большой интерес представляет исследование корпускулярного излучения вне пло-

скости эклиптики. Полагают, что условия у солнечных полюсов и в плоскости эклиптики существенно отличаются. Например, межпланетное магнитное поле у полюсов радиально, тогда как в плоскости эклиптики оно спирально. Земля отклоняется не более чем на $\pm 7^\circ$ от солнечного экватора, однако при предельных отклонениях геомагнитная активность значительно возрастает.

Ожидают, что при измерениях с выходом из плоскости эклиптики будут получены другие, более представительные характеристики галактических космических лучей, и в частности, будет определена их низкоэнергетическая компонента. На больших широтах ($> 60^\circ$) ожидается высокоскоростной солнечный ветер, обусловленный наибольшей солнечной активностью на этих широтах (считают, что солнечный ветер не имеет сферической симметрии).

Дискретные рентгеновские и гамма-источники [1, 6, 14, 15]. Уже первые исследования неба в рентгеновском и γ -диапазонах электромагнитного излучения привели к важному и интересному открытию: обнаружено несколько удаленных дискретных источников рентгеновского и γ -излучения как в пределах нашей Галактики, так и во внегалактических пределах. Кванты такой большой энергии могут возникать в областях с очень высокой температурой или с высокой концентрацией достаточно энергичных частиц. Поэтому рентгеновскую и γ -астрономию рассматривают как эффективное направление исследования грандиозных нестационарных процессов во Вселенной, путь к пониманию явлений, связанных с возникновением и эволюцией космических тел.

К середине 1976 г. было открыто около 200 рентгеновских дискретных источников. Две трети из них группируются вблизи галактической плоскости и скорее всего принадлежат нашей Галактике; у остальных галактическая широта превышает $\pm 20^\circ$, и эти источники относят к внегалактическим. Общее же число дискретных рентгеновских источников в нашей Галактике оценивают как 10^3 — 10^4 . Плотность потока квантов, поступающих от таких источников к Земле, лежит в пределах от 20 до 0,001 квант/(см²·с).

Среди галактических дискретных рентгеновских источников выделяют:

а) группу остатков сверхновых звезд (Крабовидная Туманность, Кассиопея А, Петля Лебедя, остатки сверхновой Тихо Браге 1572 г.), отличающихся относительно стабильными характеристиками рентгеновского излучения;

б) источники с хаотически флуктуирующей плотностью потока квантов;

в) двойные системы, состоящие из нормальной звезды и объекта — рентгеновского источника;

г) объекты с высоким гравитационным потенциалом (нейтронные звезды и «черные дыры»);

д) кратковременные мощные рентгеновские источники, сходные с новыми звездами, внезапно вспыхивающие и постепенно угасающие в течение нескольких месяцев;

е) звездные скопления с неотожествленными источниками.

К внегалактическим рентгеновским источникам относят:

а) радиогалактики (например, Дева А, Центавр А, Персей А);

б) галактики с активными ядрами — массивными, компактными, быстровращающимися образованиями, имеющими сильные магнитные поля и содержание до 10^9 — 10^{10} звезд (например, NGC 4151);

в) квазизвездные образования — квазары, имеющие объем, много меньший объема нормальной галактики, но значительно большую светимость (например, 3C273);

г) скопления галактик, например в Волосах Вероники.

По спектральным характеристикам рентгеновские источники можно разделить на тепловые и нетепловые. В тепловых источниках рентгеновские кванты обусловлены тормозным излучением в горячем газе и имеют спектральное распределение экспоненциальной формы. В нетепловых источниках кванты создаются при синхротронном излучении релятивистских частиц или при обратном комптоновском рассеянии; для них спектр соответствует степенной зависимости.

В среднем мощность отдельных галактических источников в рентгеновском диапазоне электромагнитного излучения составляет 10^{29} Вт, что намного превышает мощность, выделяемую при излучении Солнца (около $4 \cdot 10^{26}$ Вт). В нашей Галактике и в Туманности Андромеды обнаружены источники мощностью 10^{31} — 10^{32} Вт, а мощность рентгеновского излучения радиогалактики, квазаров, галактик с активными ядрами может достигать 10^{39} Вт.

Среди остатков сверхновых лучше всего исследована Крабовидная Туманность, которая содержит дискретный протяженный источник (с угловым диаметром около $20''$), и пульсар, испускающий рентгеновские и γ -кванты, оптическое и радиоизлучения (он является единственным из 60 известных радиопульсаров, испускающих рентгеновское излучение). Протяженный источник испускает излучение, соответствующее температуре $(9,5 \pm 0,5) \cdot 10^7$ К; спектр излучения свидетельствует о тепловом характере излучения. Наибольшая плотность потока от этого источника составляет 20 квант/(см²·с).

Рентгеновский пульсар представляет собой малую по размерам нейтронную звезду с очень сильным магнитным полем, вращающуюся с большой скоростью; его излучение представляет собой строго периодическую последовательность импульсов. Период импульсов пульсара в Крабовидной Туманности —

0,033 с; период увеличивается на $3,6 \cdot 10^{-8}$ с в сутки, что обусловлено убылью кинетической энергии.

Самым ярким источником в Галактике является объект Sco X-1 в созвездии Скорпиона. Он испускает излучение с переменной плотностью потока; нередко наблюдаются вспышки, продолжающиеся десятки минут, с увеличением плотности потока в несколько раз. Спектр рентгеновского излучения имеет экспоненциальную форму ($T=5 \cdot 10^7$ К с колебаниями от $4 \cdot 10^7$ до 10^8 К). Основная доля излучения соответствует энергетическому диапазону 1—10 кэВ. Природа источника не определена; предполагают, что излучение создается или быстровращающейся нейтронной звездой, или компонентом двойной системы.

К 1976 г. было открыто около 10 двойных систем, в которых один из компонентов — рентгеновский излучатель, близкий по размерам к Земле, с предельно слабым оптическим излучением. По крайней мере в пяти таких источниках наблюдаются затмения рентгеновского излучателя, характеризующиеся быстрым спадом плотности потока. Источником энергии излучателя является аккреция — падение вещества из окружающего пространства (из соседней звезды) на космическое тело. В процессе гравитационного коллапса возможно при определенных размерах нейтронной звезды ее дальнейшее сжатие и образование черной дыры — объекта, с поверхности которой не могут исходить никакие сигналы. Такие объекты могут быть обнаружены только по рентгеновскому излучению, возникающему при аккреции плазмы с соседней звезды на черную дыру.

С двойной системой, в которой невидимый компонент представляет собой массивную нейтронную звезду или черную дыру, отождествлен рентгеновский источник Cyg X-1 в созвездии Лебедь. Пульсарами являются рентгеновские источники Her X-1 в созвездии Геркулеса ($\tau=1,24$ с, модуляция потока квантов значительна), Cen X-3 в созвездии Центавра ($\tau=4,8$ с, глубина модуляции потока — около 90%) и Vela X-1 в созвездии Парус ($\tau=284$ с). Оптические объекты, связанные с этими источниками, не обнаружены.

Результаты наблюдений неба в γ -диапазоне также указывают на существование дискретных источников; для всех таких источников характерны вариации плотностей потоков испускаемых квантов. Пока энергетические спектры этих потоков не исследованы и надежное отождествление источников с астрофизическими объектами не проведено.

В γ -диапазоне ($E=0,1 \div 100$ МэВ) проведено исследование излучения Крабовидной туманности и пульсара NP 0532. Пульсирующее γ -излучение пульсара отчетливо наблюдалось с таким же периодом, как и радио-, оптическое и рентгеновское излучения. Спектр излучения совпадает со степенной зависимостью от энергии, фактор $\gamma=1,1$ для пульсара и 1,25 для полного излучения Крабовидной Туманности.

Избыточная над фоновой плотность потока γ -квантов с $E \geq 50$ МэВ наблюдалась из области созвездия Лебедь [$\Phi_\gamma \approx \approx 2 \cdot 10^{-4}$ квант./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)]. Избыточное излучение с $E_\gamma \geq \geq 100$ МэВ обнаружено от участка неба, где находятся сейфертовские галактики NGC 4051 и NGC 4151 [$\Phi_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-5}$ квант./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)]. Переменный источник γ -квантов высокой энергии, не отождествленный с каким-либо астрофизическим объектом, обнаружен в созвездии Кассиопеи.

Эксперименты достоверно подтвердили наличие галактического γ -излучения. Предполагают, что плотность потока γ -квантов из различных областей Галактики не одинакова и пропорциональна магнитным полям в этих областях. Плотность потока, поступающего из центра Галактики, близка к $2,6 \times \times 10^{-4}$ квант./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для $E_\gamma \geq 15$ МэВ и к $6,5 \cdot 10^{-5}$ квант./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для $E_\gamma \geq 100$ МэВ.

Проведенные исследования можно рассматривать только как начальный этап в развитии рентгеновской и γ -астрономии. В ближайшие годы предстоит значительно расширить и детализировать картину неба в рентгеновском и γ -диапазонах, исследовать природу слабых галактических и внегалактических источников, измерить периодические и аperiodические вариации характеристик потоков, испускаемых рентгеновскими и гамма-источниками (что важно для понимания динамики происходящих процессов), детально исследовать излучение пульсаров и черных дыр, провести исследования распределения галактического вещества измерением K -краев поглощения нуклидов в спектрах рентгеновского излучения галактических источников и т. п. Большое значение в этих измерениях будет иметь спектрометрическая аппаратура.

Фоновое рентгеновское и γ -излучения [1, 6]. Наряду с излучением от дискретных источников при исследованиях неба в рентгеновском и γ -диапазонах излучения обнаружено фоновое излучение Вселенной — изотропное электромагнитное излучение в области энергий от 0,25 кэВ до 400 МэВ. Источники этого излучения не известны; предполагают, что причиной рентгеновского и γ -излучений может быть обратное комптоновское излучение (рассеяние релятивистских электронов на тепловом излучении, соответствующем 3 К); кроме того, рентгеновские кванты могут быть обусловлены тепловым излучением при $T = = 10^6$ К и тормозным излучением энергичных частиц при взаимодействии с галактическим газом. Излучение с энергией до 0,2 кэВ поглощается в межзвездной среде, поэтому доступны для регистрации у орбиты Земли лишь кванты с $E_x \geq 0,2$ кэВ.

Энергетический спектр фонового электромагнитного излучения начиная с $E_x \approx 1$ кэВ имеет круто спадающую форму и удовлетворительно может быть представлен степенной зависимостью $p(E) = kE^{-\nu}$. Плотность потока квантов с $E_x \geq 0,25$ кэВ составляет около 1000 квант./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), а с $E_x \geq 1$ кэВ — более

100 квант/(см²·с); в диапазоне энергий 1,2—6,0 кэВ плотность потока близка к 20 квант/(см²·с), а показатель $\gamma=1,4$ для $E_x=1\div 20$ кэВ. Значения плотности потока фоновых квантов с $E_\gamma=20\text{—}1000$ кэВ хорошо совпадают с вычисленными по формуле (1.1):

$$p(E) = 25 \cdot 10^8 E_\gamma^{-2,1} \text{ квант/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ)}, \quad (1.1)$$

где E_γ — энергия, кэВ.

По приведенным результатам измерений (а они весьма ограничены) значения плотностей потоков, вычисленные по зависимости (1.1), экстраполированной в область энергий 1—50 МэВ, оказываются меньше реально регистрируемых; при $E_\gamma=50\div 250$ МэВ спектр становится более крутым и показатель степени γ оказывается близким к трем. Плотности потока квантов с $E_\gamma=1\div 6$ МэВ и $E_\gamma \geq 10$ МэВ соответственно близки к 0,3 и 0,03 квант/(см²·с).

Для $E_x \geq 1$ кэВ поток квантов практически изотропен и имеет внегалактическую природу (для $E_x=10\div 30$ кэВ анизотропия не превышает 3%). Только для $E_x \approx 0,25$ кэВ становится существенной плотность фонового потока квантов от галактических координат.

Гамма-вспышки [6]. В 1973 г. была открыта кратковременная эмиссия γ -квантов от астрономических источников — γ -вспышки. Природа этого явления и расположение источников пока не поняты. Гамма-вспышки происходят случайно во времени примерно 10 раз в год (при определенном пороге детектирования). Судя по результатам измерений, расположение источников вспышек хаотично и нет данных по возникновению повторных вспышек из одного и того же источника; источники вспышек не совпадают ни с какими особыми астрофизическими объектами. Отсутствует корреляция частоты вспышек с солнечной активностью и известными вспышками звезд.

При γ -вспышках, длящихся от 0,1 до 30 с, плотность потока γ -квантов малой энергии возрастает в десятки раз, причем максимум приходится на энергетический диапазон 0,1—0,4 МэВ. Поток энергии, переносимый излучением от вспышки, составляет $10^{-12}\text{—}2 \cdot 10^{-11}$ Дж/см².

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 2.1. Спектрометры и их характеристики

В гл. 1 показано, что параметры потоков корпускулярного и электромагнитного излучений: плотность, массо-зарядовый состав, распределение частиц по энергиям, направлениям движения, временные вариации потоков — несут ценную, а во многих случаях единственно доступную информацию о структуре Вселенной, строении ее объектов и протекающих в ней физических процессах. Поэтому приборы, предназначенные для измерения перечисленных параметров и характеристик — спектрометры излучений — являются одними из основных средств исследования космического пространства.

Основные понятия. Происхождение термина спектрометр связано с особенностями измеряемых этим прибором параметров, которые являются случайными величинами и описываются с использованием понятий и математического аппарата теории вероятностей. В пределах этой теории случайную величину X характеризуют функцией плотности распределения или дифференциальным спектром $p(x)$, которые определяют как предел отношения вероятности ΔP того, что эта величина примет значение в интервале от x до $x + \Delta x$ к ширине этого интервала, т. е.

$$p(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} [\Delta P(x < X < x + \Delta x) / \Delta x]. \quad (2.1)$$

Спектр вида (2.1), описывающий распределение одной случайной величины, называют одномерным, или однопараметровым. Если изучают события, характеризуемые определенной совокупностью случайных величин, например $X_1, X_2, \dots, X_n$, то вероятность ΔP обнаружить событие с набором случайных величин, лежащих соответственно в интервалах от x_1 до $x_1 + \Delta x_1$, от x_2 до $x_2 + \Delta x_2$, ..., от x_n до $x_n + \Delta x_n$, определяет многомерную (в рассматриваемом случае n -мерную) функцию плотности или многомерный дифференциальный спектр с помощью предельного перехода

$$p(x_1, x_2, \dots, x_n) = \lim_{\substack{\Delta x_1 \rightarrow 0 \\ \vdots \\ \Delta x_n \rightarrow 0}} [\Delta P / \Delta x_1 \Delta x_2 \dots \Delta x_n]. \quad (2.2)$$

Технические устройства, позволяющие измерять дифференциальные спектры, получили название спектрометров. Отличают однопараметровые и многопараметровые спектрометры в зависимости от числа случайных аргументов измеряемой функции плотности.

Одномерный спектр измеряют в один этап, если случайная величина (например, амплитуда электрического импульса) допускает прямое измерение, или в два, когда непосредственное измерение невозможно. В последнем случае измеряемую случайную величину X предварительно преобразуют в другую Y , связанную с ней определенным функциональным соотношением $y=y(x)$ и допускающую прямое измерение какими-либо техническими средствами, а затем, на втором этапе, измеряют спектр $f(y)$. Спектр $p(x)$ получают с помощью соотношения

$$p(x) = f[y(x)] \frac{dy}{dx}. \quad (2.3)$$

Узел спектрометра, непосредственно воспринимающий случайную величину X и преобразующий спектр $p(x)$ в спектр $f(y)$, называют первичным преобразователем, или датчиком; в спектрометрах ионизирующих излучений роль первичного преобразователя выполняет устройство, называемое детектором излучений. Непосредственное измерение спектра осуществляет узел, получивший название анализатора, или сортировщика. Спектрометры, предназначенные для измерения спектров различных физических величин, отличаются главным образом первичными преобразователями, которые преобразуют специфические измеряемые величины чаще всего в параметры электрических сигналов. Анализаторы же этих сигналов сходны по построению и обычно являются универсальными приборами. Возможно и такое построение спектрометров, когда сортировку частиц по параметрам, характеризующим траектории движения, осуществляет устройство детектирования; тогда в задачу последующих узлов входит только регистрация числа электрических сигналов, возникающих на выходе одного или нескольких детектирующих элементов.

Измерение анализатором спектра $f(y)$ [или $p(x)$ если это возможно без предварительного преобразования], основано на приведенных выше уравнениях (2.1) и (2.2) с учетом, однако, того, что вероятность наблюдения случайных событий при уменьшении до нуля интервала наблюдения стремится также к нулю. Поэтому в анализаторах ширина интервала наблюдения Δy , называемая шириной канала, всегда конечна и измеренный спектр, определяемый отношением конечных приращений

$$f_a(y) = [\Delta F(y - \Delta y/2 < Y < y + \Delta y/2)]/\Delta y; \quad (2.4)$$

отличается от истинного $f(y)$, определяемого уравнением (2.1)

в виде предела при $\Delta y \rightarrow 0$. Относительная погрешность анализа

$$\eta = [f_a(y) - f(y)]/f(y) \quad (2.5)$$

зависит от вида функции $f(y)$ и выбранной ширины канала Δy . Можно показать [16], что в первом приближении погрешность η связана с параметрами функции $f(y)$ и шириной канала следующим соотношением:

$$\eta = [f''(y)/f(y)] (\Delta y^2/24). \quad (2.6)$$

Оно может быть использовано для вычисления ширины канала анализатора, при которой для данной функции $f(y)$ погрешность не превышает определенного значения η_0 . В табл. 2 приведены значения ширины канала Δy , вычисленные с помощью уравнения (2.6) для некоторых спектров исходя из значения $\eta_0 = 0,01$.

Таблица 2

Зависимость ширины каналов от вида измеряемых спектров

Вид спектра	Уравнение спектра	Ширина канала
Степенной	$C y^\gamma$	$y [0,24/\gamma(\gamma-1)]^{1/2}$
Экспоненциальный	$C \exp(-y)$	0,5
Максвелловский	$C \exp(-y) (y)^{1/2}$	0,5; $y > 1$ y ; $y \ll 1$
Гауссов	$C \exp \left[\frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_y^2} \right]$	$0,5 \cdot \sigma_y$

Отметим некоторые особенности данных, приведенных в табл. 2. Выражение для ширины канала степенной функции определено для значений γ , отличных от 0 и 1. При этих значениях $f''(y) = 0$ и, как следует из уравнения (2.6), $\eta = 0$ независимо от ширины канала Δy . Для любых остальных значений γ положительных и отрицательных постоянство погрешности $\eta = \eta_0$ обеспечивает пропорциональность ширины канала Δy значению параметра y в его центре. То же самое справедливо и для значений y , близких к нулю в случае максвелловского спектра.

Другой критерий использован при расчете ширины канала для гауссова спектра. Можно показать [17], что при измерении гауссова спектра анализатором с шириной канала Δy резуль-

тирующий спектр $f_a(y)$ представляет также нормальное распределение, среднее квадратическое отклонение которого превышает значение σ_y исходного спектра $f(y)$ на $\Delta\sigma_y$, причем относительное уширение распределения при измерении равно

$$\Delta\sigma_y/\sigma_y = (1/\sigma_y)^2 (\Delta y^2/24). \quad (2.7)$$

Ширина канала Δy , приведенная в табл. 2 для гауссова спектра, рассчитана с помощью уравнения (2.7) из условия, что относительное уширение линии равно 0,01.

Соотношения, приведенные в табл. 2, можно использовать для оценки ширины канала анализатора, когда спектр имеет сложную форму и описывается по-разному на различных интервалах. При этом ширину канала вычисляют на каждом интервале и выбирают наименьшую из них.

Измерение многомерных спектров. Многомерные спектры (для простоты рассмотрим двумерные), так же как и одномерные, измеряют в два этапа: преобразование измеряемого спектра $p(x_1, x_2)$ в спектр сигналов $f(y_1, y_2)$ и измерение последнего с помощью многопараметрового анализатора сигналов. Создание аппаратуры, способной получить в результате измерения совокупность элементарных вероятностей ΔP событий на всех многомерных интервалах, представляет собой в большинстве случаев очень сложную техническую задачу. Поэтому на практике многомерные спектры исследуют по результатам измерения одного или нескольких одномерных спектров, осуществляемого в определенных условиях.

В простейшем случае одномерное распределение получают измерением вероятностей появления событий со значением определенного параметра, например x_1 , в пределах ряда интервалов при любых значениях остальных параметров. Измеренный таким образом спектр связан с многомерной функцией плотности следующим уравнением:

$$u(y_1) = \int_{y_2^{\min}}^{y_2^{\max}} f(y_1, y_2) dy_2. \quad (2.8)$$

Этот спектр не всегда может удовлетворить экспериментатора, так как на его основе трудно сделать вывод о характере многомерного распределения $f(y_1, y_2)$. Больший объем информации дают одномерные сечения многомерного спектра вида

$$v_i(y_1) = f(y_1, y_{2i}), \quad (2.9)$$

где y_{2i} — некоторое фиксированное значение параметра y_2 . Приборы, измеряющие одномерные спектры в соответствии с уравнениями (2.8) и (2.9), называют однопараметровыми спектрометрами величины Y_1 с интегрированием по параметру Y_2 или с фиксацией этого параметра.

Спектрометры, позволяющие измерять несколько сечений, соответствующих различным значениям параметра y , называют двухпараметровыми последовательными (или сканирующими), если спектры сечений измеряют последовательно одно за другим, или параллельными, если все спектры сечения измеряют одновременно.

Описание радиационного поля и его преобразования в спектр сигналов. Радиационное поле космического пространства как объект измерения спектрометрическими приборами можно описать двумя пространственно-временными характеристиками: интегральной плотностью потока частиц и квантов $\Phi(r, t)$ и многомерной плотностью их распределения $p(r, t, E, \vartheta, \varphi, j)$ по энергии E , направлениям ϑ и φ (углы широты и азимута принятой сферической системы координат) и видам j (каждому значению дискретного параметра j соответствует пара значений массы m_j и заряда q_j частицы). В дальнейшем аргументы r и t опустим, хотя зависимость от них функций Φ и p будем подразумевать. Интегральную плотность потока Φ можно выразить парциальной плотностью потоков частиц каждого вида суммой

$$\Phi = \sum_j \Phi_j, \quad (2.10)$$

а многомерный спектр — соотношением

$$p(E, \vartheta, \varphi, j) = \sum_j \alpha_j p_j(E, \vartheta, \varphi), \quad (2.11)$$

где $\alpha_j = \Phi_j / \Phi$ — относительный вклад j -й составляющей в общий поток и $p_j(E, \vartheta, \varphi)$ — распределение по энергиям и направлениям частиц вида j .

Преобразование многомерного спектра $p(E, \vartheta, \varphi, j)$ в соответствующее ему распределение сигналов осуществляют с помощью одного или нескольких детекторов излучений, выполняющих функцию первичных преобразователей. Выбор или создание подходящего детектора — это одна из наиболее сложных и ответственных задач при построении спектрометра. Основная трудность состоит в том, что известные детекторы чувствительны к определенным составляющим радиационного поля лишь в весьма ограниченном диапазоне энергий и часто плохо отличают один вид радиации от другого. Получаемые с помощью каждого конкретного устройства результаты в лучшем случае описывают одномерное сечение (или набор сечений) многомерной функции плотности в ограниченном диапазоне изменения спектрометрируемого аргумента, а в худшем — интеграл многомерной функции плотности по некоторой конечной области изменения аргументов. В последнем случае однозначная интерпретация результатов крайне сложна. Поэтому при планировании определенного эксперимента выбирают такой на-

бор детекторов (и соответствующей электронной аппаратуры), который обеспечивает измерение многомерной функции плотности $p(E, \theta, \varphi, j)$ на интервалах изменения аргументов, представляющих наибольший интерес для данного эксперимента.

Рассмотрим механизм преобразования функции $\Phi(r, t)$ и $p(E, \theta, \varphi, j)$ в спектр сигналов. Сначала предположим, что действующий на детектор поток частиц плотностью Φ_j однороден по виду, энергии и направлению, т. е. распределение p представляет собой многомерную δ -функцию $\delta(E, \theta, \varphi, j)$. В ответ детектор вырабатывает неоднородный (в общем случае) поток импульсов плотностью n_j . Каждый импульс может быть охарактеризован набором параметров $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k$, описывающих его различные свойства (например, амплитуду, длительность, номер выходной цепи и т. п.), функционально связанные с параметрами поля E, θ, φ, j . Многомерную функцию плотности распределения импульсов по параметрам $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k$ назовем функцией реакции детектора на однородный поток и обозначим $\psi(E, \theta, \varphi, j, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k)$, а отношение плотностей потоков сигналов на выходе детектора и частиц, действующих на детектор, — чувствительностью детектора к данному однородному потоку:

$$s(E, \theta, \varphi, j) = n_j / \Phi_j. \quad (2.12)$$

В общем случае каждый из параметров $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k$ зависит от полного набора аргументов, характеризующих поток:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_1(E, \theta, \varphi, j); \\ \xi_2 &= \xi_2(E, \theta, \varphi, j); \\ &\vdots \\ \xi_k &= \xi_k(E, \theta, \varphi, j). \end{aligned} \quad (2.13)$$

При таком преобразовании сильно усложняется восстановление $p(E, \theta, \varphi, j)$ функции по измеренному аппаратурному спектру. Поэтому на практике обычно стремятся выбрать такой метод детектирования, при котором каждый из параметров ξ функционально был бы связан лишь с одним из параметров поля, а зависимость от других можно было бы пренебречь или она носила бы характер незначительной поправки. Если эти условия выполняются, а это возможно не всегда, набор уравнений связи (2.13) сводится к более простому:

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_1(E) = \xi_E; \\ \xi_2 &= \xi_2(\theta, \varphi) = \xi_{\theta\varphi}; \\ \xi_3 &= \xi_3(j) = \xi_j. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Плотность потока сигналов на выходе детектора и их многомерное распределение для произвольного спектра частиц $p(E, \theta, \varphi, j)$ можно вычислить, используя следующие уравнения (при этом предполагается, что чувствительность и функция ре-

акции детектора определены во всем диапазоне изменения аргументов:

$$n = \Phi/S; \quad (2.15)$$

$$f(\xi_E, \xi_\Omega, \xi_j) = \frac{1}{S} \sum_j \int dE \int d\Omega p(E, \vartheta, \varphi, j) s(E, \vartheta, \varphi, j) \times \\ \times \psi(E, \vartheta, \varphi, j, \xi_E, \xi_\Omega, \xi_j), \quad (2.16)$$

где S — чувствительность детектора к данному интегральному потоку, определяемая уравнением

$$S = \sum_j \int dE \int d\Omega p(E, \vartheta, \varphi, j) s(E, \vartheta, \varphi, j). \quad (2.17)$$

Классификация спектрометров. Как отмечалось выше, существует несколько способов анализа многомерного спектра выделением одномерных спектров: с интегрированием по остальным параметрам или с их селекцией по этим параметрам. Принципиально при числе параметров более двух возможен и смешанный случай, когда один из оставшихся параметров фиксируется, а по второму осуществляют интегрирование. Используемый способ проведения анализа можно положить в основу классификации спектрометров ионизирующих излучений (табл. 3).

По числу спектрометрируемых параметров спектрометры разделены на три подкласса: одно-, двух- и трехпараметровые. Признаком группы внутри каждого подкласса служит вид спектрометрируемого параметра или их определенная совокупность. Подгруппы отличаются комбинациями параметров, которые фиксируются или по которым интегрируется многомерный спектр. Наиболее многочисленна группа однопараметровых спектрометров, содержащая 12 подгрупп. Трехпараметровые спектрометры, наоборот, отличаются единственной группой, не разделенной на подгруппы. При развитии классификационной схемы в качестве видовых признаков можно использовать тип применяемого детектора, способ анализа сигналов — последовательный или параллельный — и другие особенности спектрометрических приборов.

Адекватность преобразования спектра $p(E, \vartheta, \varphi, j)$ в спектр сигналов. Преобразование детектором функции плотности $p(E, \vartheta, \varphi, j)$ в спектр сигналов в процессе измерения должно осуществляться так, чтобы в дальнейшем сохранялась принципиальная возможность обратной операции — восстановления исходного спектра (например, математической обработкой) с требуемой точностью. Аналогично должно происходить преобразование функции плотности в пространственное распределение на выходе детектора. Преобразования, удовлетворяющие этому требованию, назовем адекватными.

Отметим, что понятие адекватности является относительным. Преобразование, адекватное по отношению к определенному

Таблица 3

Классификация спектрометров ионизирующих излучений

Подкласс	Группа	Подгруппа	
		С интегрированием параметра	С селекцией параметра
Однопараметровый	E (энергетическая)	j, ϑ, φ j ϑ, φ —	— ϑ, φ j j, ϑ, φ
	j (массо-зарядовая)	E, ϑ, φ E ϑ, φ —	— ϑ, φ E E, ϑ, φ
	ϑ, φ (угловая)	E, j E j —	— j E E, j
Двухпараметровый	E, j (энерго-массо-зарядовая)	ϑ, φ —	— ϑ, φ
	E, ϑ, φ (энерго-угловая)	j —	— j
	j, ϑ, φ (массо-зарядо-угловая)	E —	— E
Трехпараметровый	E, j, ϑ, φ (энерго-массо-зарядо-угловая)	—	—

кругу задач, может не обладать этим свойством по отношению к другим задачам. Свойство адекватности рассмотрим на примере однопараметрового спектрометра энергий, преобразующего спектр энергий $p(E)$ в спектр сигналов $f(\xi_E)$. Очевидно адекватность обеспечивается, если значение энергии каждой частицы будет однозначно преобразовано в соответствующее значение параметра сигнала ξ_E . Тогда исходный спектр можно восстановить, используя уравнение

$$p(E) = f[\xi_E(E)] \frac{d\xi_E}{dE}. \quad (2.18)$$

Однако однозначность преобразования $E \rightarrow \xi_E$ возможна лишь в случае, если функция реакции детектора на однородный поток является δ -функцией, т. е. $\psi(E, \xi_E) = \delta(E, \xi_E)$. На практике же последнее условие не выполняется и функция реакции представляет собой распределение конечной ширины $\Delta\xi_E$. В этих условиях характер преобразования зависит от того, как сильно меняется исследуемый спектр на интервале $\Delta\xi_E$. Если это изменение незначительно, то преобразование считается адекватным; если же на этом интервале функция $p(E)$ претерпевает существенные изменения, то информация, как правило, не может быть восстановлена и такое преобразование нельзя считать адекватным.

Чтобы получить количественное значение критерия адекватности, вычислим аппаратный спектр $f(\xi_E)$ для спектра энергий $p(E)$ в предположении, что чувствительность в области задания $f(\xi_E)$ постоянна, а функция реакции имеет форму нормального распределения (это довольно часто бывает в действительности):

$$\psi(E, \xi_E) = g(E, \xi_E, \bar{\xi}_E, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\{-[(\xi_E - \bar{\xi}_E)^2]/2\sigma^2\}, \quad (2.19)$$

где $\bar{\xi}_E$ — наиболее вероятное значение параметра ξ_E , а σ^2 — дисперсия распределения. Функция плотности аппаратного спектра в данном случае выражается уравнением

$$f(\xi_E) = \int_E p(E) g(E, \xi_E, \bar{\xi}_E, \sigma) dE. \quad (2.20)$$

Для вычисления интеграла разложим $p(E)$ в ряд в окрестности точки E_0

$$p(E) = p(E_0) + p'(E_0)(E - E_0) + \frac{p''(E_0)}{2}(E - E_0)^2 + \dots \quad (2.21)$$

и подставим результат разложения, ограничившись первыми тремя членами, в уравнение для $f(\xi_E)$. Результат интегрирования, выполненного в предположении, что в окрестности рассматриваемой точки $\sigma \approx \text{const}(E)$, можно представить уравнением

$$f[\xi_E(E_0)] = p(E_0) k \left[1 + \frac{p''(E_0)}{p(E_0)} \frac{k^2 \sigma^2}{4} \right], \quad (2.22)$$

где

$$k = dE/d\xi_E = \{f[\bar{\xi}_E(E_0)]\}/p(E_0). \quad (2.23)$$

Как видно, распределение (2.22) отличается от распределения $f(\xi_E) = kp(E_0)$ на поправочный член

$$\kappa = [p''(E_0)/p(E_0)] (k^2 \sigma^2/4), \quad (2.24)$$

значение которого может служить критерием адекватности преобразования. Действительно, при $\kappa \ll 1$ $f(\xi_E) \approx f(\bar{\xi}_E)$ и преобразование можно считать адекватным. Если же это неравенство не соблюдается, то об адекватности (разумеется, с учетом требований решаемой задачи) говорить нельзя. Уравнение (2.24) позволяет сформулировать требования к детектору (к выбору параметра σ) исходя из ожидаемой скорости изменения спектра энергий $p(E)$. В качестве примера оценим значение параметра σ для детектора, предназначенного для преобразования спектра, описываемого экспоненциальной функцией

$$p(E) = (1/E^*) \exp(-E/E^*). \quad (2.25)$$

Для этого спектра $p''(E)/p(E) = (1/E^*)^2$. Поскольку $k\sigma = \sigma_E$ представляет собой параметр распределения, выраженный в единицах энергии, получаем следующее выражение для критерия адекватности:

$$\kappa = (\sigma_E/2E^*)^2. \quad (2.26)$$

Если примем в качестве допустимого значения $\kappa = 0,01$, то получим $\sigma_E = 0,2 E^*$. Таким образом, для обеспечения адекватности преобразования в рассматриваемом случае параметр σ_E должен быть по крайней мере в пять раз меньше константы спада спектра E^* .

Отметим, что соотношение (2.26) можно использовать и для оценки эффективной ширины функции реакции $\Delta\xi$, если ее форма отличается от нормального распределения. Например, если принять в качестве параметра, характеризующего размытие функции реакции, ее ширину $\Delta\xi_{1/2}$ на уровне 0,5 от максимума, то вместо σ_E в (2.26) необходимо подставить значение $\sigma_E = 0,436 \Delta\xi_{1/2}$. Погрешность оценки тем ниже, чем меньше протяженность спада крыльев рассматриваемой функции реакции.

Ограничение, связанное с принятым допущением $\sigma = \text{const}(E)$, не является существенным, так как для реальных детектирующих устройств зависимость параметров σ или $\Delta\xi_{1/2}$ от энергии весьма слабая.

Основные характеристики и параметры спектрометров. Наиболее важные характеристики и параметры спектрометров можно разделить на несколько групп, связанных соответственно с назначением и областью применения прибора, особенностями детектора и анализирующего устройства.

Показатели назначения и области применения в свою очередь делятся на три подгруппы. Первая содержит количествен-

ные данные о составе излучений, образующих радиационное поле (объект измерения), диапазонах плотностей парциальных потоков и характере их распределения по энергиям и углам. Вторая подгруппа характеризует целевое назначение спектрометра и содержит данные о видах измерений и их параметрах, спектры которых измеряет данный прибор, а также о способах измерения спектров (с фиксацией или интегрированием неспектрометрируемых параметров). Наконец, третья подгруппа содержит показатели, характеризующие условия эксплуатации и устойчивость к внешним воздействиям, параметры источника питания, габаритные и установочные размеры и массу спектрометра, его отдельных частей и некоторые другие.

К характеристикам и параметрам, связанным с детектирующим устройством спектрометра, относятся:

а) функция чувствительности $s_j(E, \theta, \varphi)$ (или значения той функции, если она постоянна в рассматриваемом диапазоне изменения параметров) к парциальным составляющим потока;

б) функция реакции $\psi_j(E, \varphi, \theta)$ или ее характерные параметры;

в) характеристика функционального преобразования параметров излучения и соответствующие параметры сигналов.

Отметим некоторые особенности перечисленных показателей. Функцию чувствительности, как будет показано ниже, можно представить произведением двух множителей, один из которых — геометрическая эффективность (или геометрический фактор) — характеризует конструктивно-геометрические параметры детектора — его геометрические размеры, угол зрения коллиматора, относительное расположение детектирующих элементов в телескопе, а второй — эффективность регистрации — представляет собой вероятность того, что частица, траектория которой пересекает детектор, вызовет генерацию детектором ответного сигнала. Одновременно с функцией чувствительности иногда могут быть заданы указанные параметры: геометрическая эффективность и эффективность регистрации.

Функция реакции $\psi_j(E, \theta, \varphi)$ — это единственная исчерпывающая характеристика, описывающая преобразование спектра частиц в спектр сигналов. Однако задавать и использовать функциональную зависимость не всегда удобно. Поэтому во многих случаях отказываются от описания этой функции, а в качестве соответствующего показателя используют ее характерный параметр. В частности, для широкого класса детекторов, функция реакции которых описывается распределением, близким по форме к нормальному, в качестве такого параметра используют ширину $\Delta_{1/2}$ нормального распределения на уровне половины его высоты, отнесенную к значению параметра, соответствующему центру распределения

$$\delta_{1/2} = \Delta_{1/2}/\xi_0 = 2,36\sigma/\xi_0. \quad (2.27)$$

Этот показатель характеризует адекватность преобразования детектором дискретного (линейчатого) спектра параметров излучения в спектр сигналов на выходе детектора. Если, например, спектр масс регистрируемой компоненты излучения представлен двумя значениями m_1 и m_2 (рис. 2, а), а соответствующие им значения параметров ξ_{01} и ξ_{02} отличаются друг от друга более чем на $\Delta_{1/2}$, то преобразование спектра можно считать адекватным (см. рис. 2, б), так как полученный спектр допускает однозначное восстановление спектра масс. В спектре $f_2(\xi)$ (см. рис. 2, в) оба пика сигналов слились, и восстановление исходного спектра, если и возможно, но представляет значительные трудности.

Другими словами, в спектре $f_2(\xi)$ пики не разрешены, поэтому показатель $\Delta_{1/2}$ называют разрешением, а $\delta_{1/2}$ — относительным разрешением по соответствующему параметру. Иногда применяют и обратную величину $1/\delta_{1/2}$, которую называют разрешающей способностью. Следует отметить, что далеко не всегда функция реакции описывается нормальным распределением. Хотя и в этих случаях можно применять в качестве показателя разрешения величину $\delta_{1/2}$, характер преобразования спектров может существенно отличаться, и разрешаемость линий обеспечивается при других значениях этого показателя. В некоторых случаях, когда функция реакции имеет специфическую форму, удобнее использовать в качестве показателя разрешения параметры распределения, определенные иначе, например, ширину распределения на уровне 0,1 от максимума, среднее квадратическое отклонение (с некоторым коэффициентом) и др.

К характеристикам функционального преобразования, осуществляемого детектором, относят форму преобразуемых величин (аналоговую, дискретную) и вид связывающей их функциональной зависимости: линейная, логарифмическая и пр.

Важнейшие показатели анализатора сигналов следующие: а) собственный уровень шума (если он существенно влияет на ширину линий результирующего спектра $f_a(\xi)$), выражаемый

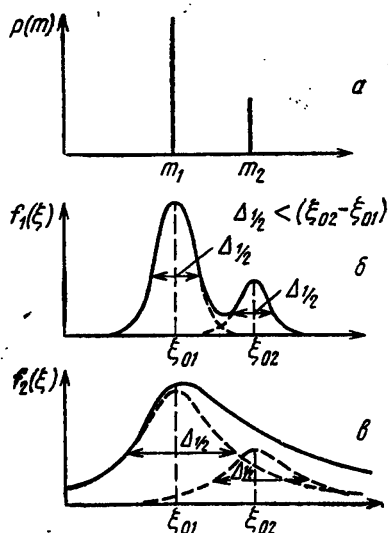


Рис. 2. Линейчатый спектр дискретной переменной величины m (а) и примеры его адекватного (б) и неадекватного (в) отображений

так же, как и разрешение шириной нормального распределения $\Delta_{1/2}$ ш, измеряемого анализатором при воздействии на его вход однородного по спектрометрируемому параметру потока импульсов;

б) вид функциональной характеристики преобразования сигналов в процессе анализа (чаще других используют линейную характеристику) и параметры, регламентирующие отклонение от данной характеристики, а также стабильность при воздействии дестабилизирующих факторов;

в) число каналов, зависимость их ширины в пределах измеряемого спектра, а также стабильность при воздействии дестабилизирующих факторов.

Характеристики детектора и анализатора определяют метрологические характеристики спектрометра как целого:

а) вид функциональной характеристики спектрометра, устанавливающей связь измеряемых величин с параметрами измеренных распределений;

б) функцию реакции спектрометра (представляющую собой измеренный спектр сигналов при воздействии на детектор однородного потока излучения) и ее основной параметр — относительное разрешение;

в) погрешность измерения спектра при воздействии дестабилизирующих факторов, представляющая собой сумму ряда элементарных погрешностей, вносимых в процесс измерения различными узлами спектрометра и его отдельными элементами.

§ 2.2. Принципы измерения спектров энергий проникающих излучений

Под проникающими излучениями понимают частицы и кванты с энергией, достаточной для преодоления перегородок, имеющих минимальную толщину, которая может быть реализована конструктивно. Значения этой толщины зависят от характера требований, предъявляемых к перегородкам (таких, как обеспечение полной или частичной герметичности, полной или частичной светозащиты чувствительного объема детектора) и составляют от 0,2 до 1 мг/см². Энергии частиц, способных преодолеть такие перегородки, соответственно составляют 0,05—0,4 МэВ/нуклон для тяжелых заряженных частиц, 5—20 кэВ для электронов и 0,1—1 кэВ для квантов рентгеновского излучения.

Преобразование спектра энергий в спектр сигналов. Для измерения спектров энергий проникающих частиц чаще других применяют детекторы, принцип действия которых основан на торможении частиц в рабочем веществе детектора и последующем преобразовании энергий, потерянных ими при торможении, в электрические импульсы с определенными параметрами.

В процессе преобразования энергии E в соответствующий параметр сигнала можно выделить два этапа, протекающих по-разному для различных частиц и детекторов (рис. 3).

На первом этапе регистрируемая частица с энергией E теряет часть ее ΔE в чувствительном объеме детектора. Заряженные частицы при торможении теряют свою энергию непрерывно (на ионизацию и возбуждение атомов материала, а электроны и на тормозное излучение) вдоль траектории. Если размеры

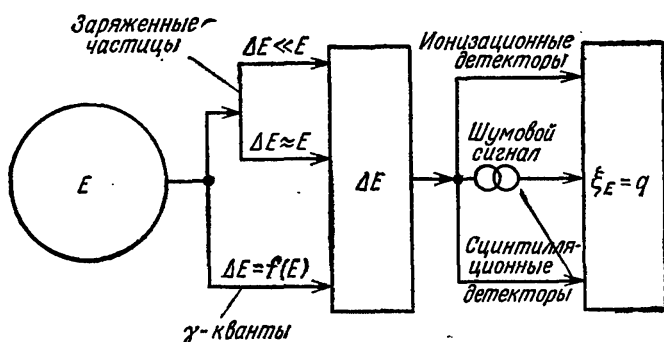


Рис. 3. Этапы преобразования энергии частицы или кванта в заряд, генерируемый детектором

детектора таковы, что частица тормозится полностью, то $\Delta E \approx E$; детекторы этого типа называют пробегными, или детекторами E -типа. Тонкие детекторы, толщина которых недостаточна для полного торможения частицы, т. е. $\Delta E < E$, называют пролетными детекторами, или детекторами ΔE -типа. Понятия пробегного и пролетного детекторов являются относительными. Их всегда связывают с заряженными частицами определенного вида в определенном диапазоне энергий.

Гамма-кванты передают свою энергию материалу детектора иначе: сначала первичный квант в одиночных актах взаимодействия с электронами атомов генерирует вторичные заряженные частицы (электроны) и, возможно, γ -кванты более низкой энергии, а затем вторичные частицы в процессе непрерывного торможения передают свою энергию чувствительному объему детектора. Доля переданной энергии ΔE зависит от вида взаимодействия γ -кванта, доли его энергии, переданной вторичным частицам, абсолютной энергии вторичных частиц и размеров детектора; при этом возможна как полная передача энергии (подробнее об этом см. в дальнейшем) $\Delta E \approx E$, так и частичная $\Delta E < E$. Важно отметить, что процесс передачи энергии частиц детектору реализуется как последовательность большого числа случайных событий. Поэтому при воздействии на детектор однородного потока моноэнергетических частиц потери энергии

ΔE для каждой отдельной частицы различаются и их разброс описывается функцией плотности распределения определенного вида.

По виду преобразования энергии ΔE в параметр ξ_E электрического сигнала (на втором этапе) детекторы проникающих частиц можно разделить на две группы: ионизационные и сцинтилляционные. В чувствительном объеме ионизационных детекторов энергия ΔE расходуется на образование m пар носителей заряда, которые переносятся электрическим полем на электроды определенной конфигурации. Перенос для многих видов детекторов сопровождается умножением заряда, так что в выходной цепи детектора протекает кратковременный импульс тока $i(t)$ с интегральным зарядом

$$q = q_0 m(\Delta E) M = q(\Delta E), \quad (2.28)$$

где $M \gg 1$ — коэффициент умножения заряда.

В сцинтилляционных детекторах используется возбуждение молекул сцинтиллятора при торможении детектируемых частиц, сопровождающееся освобождением фотоэлектронов из катода ФЭУ, усиливающего первичный заряд. Формула (2.28) справедлива и для них, причем $m(\Delta E)$ — число первичных фотоэлектронов, освобождаемых из катода ФЭУ при потере в сцинтилляторе энергии ΔE , а M — коэффициент усиления ФЭУ.

Ионизационные и сцинтилляционные детекторы, выходной заряд которых q примерно пропорционален энергии ΔE , называют пропорциональными. Для одних детекторов преобразование $\Delta E \rightarrow q$ пропорционально с очень высокой точностью (например, для ионизационных полупроводниковых), для других пропорциональность соблюдается при детектировании определенных частиц в относительно узком интервале энергий. Очевидно, для спектрометров энергий пропорциональные детекторы представляют наибольший интерес.

Поскольку преобразование $\Delta E \rightarrow q$ осуществляется в результате большого числа случайных элементарных взаимодействий (в процессах ионизации и возбуждения, умножения заряда и др.), распределение выходных импульсов тока детектора по переносимому заряду для пропорциональных детекторов обычно описывается гауссовой функцией:

$$g(q, q_0, \sigma_q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_q} \exp \left[- (q - q_0)^2 / 2\sigma_q^2 \right], \quad (2.29)$$

причем потере энергии ΔE пропорционально наиболее вероятное значение заряда q_0 . Индекс q у параметра σ означает, что среднее квадратическое отклонение выражено в единицах заряда.

Преобразование $E \rightarrow \Delta E$ в детекторах заряженных частиц. При движении в веществе детектора заряженные частицы расходуют энергию непрерывно (вследствие чего тормозятся) на

ионизацию вещества, генерацию электромагнитных излучений различной природы — тормозного и Вавилова—Черенкова, а также дискретно при ядерных взаимодействиях.

Ионизационное торможение — это наиболее универсальный вид взаимодействия заряженных частиц. Оно происходит при движении в тормозящей среде любых заряженных частиц с энергиями, превышающими энергию связи валентных электронов. Ионизационное торможение количественно описывают дифференциальной характеристикой — тормозной способностью данной среды по отношению к частицам определенного вида. Она равна средней потере энергии частицы на единицу длины траектории в тормозящей среде, поэтому в литературе тормозную способность часто называют также линейной потерей энергии.

Тормозная способность описывается теоретическим соотношением Бете

$$-dE/d\xi = (2Cmc^2z^2/\beta^2) F(Z, \beta^2), \quad (2.30)$$

в котором константа C имеет смысл суммарной площади, занимаемой поперечными сечениями электронов, содержащихся в 1 г тормозящей среды:

$$C = \pi (e^2/mc^2)^2 (N_A Z/A) = 0,150 (Z/A) \text{ см}^2/\text{г}, \quad (2.31)$$

а $F(Z, \beta^2)$ представляет собой относительно медленно меняющуюся безразмерную функцию энергии, параметры которой зависят от физических констант среды и тормозящихся частиц; эта функция для тяжелых заряженных частиц и электронов может быть представлена уравнениями

$$F_T = 2 \ln(2mc^2\beta^2/I) - 2 \ln(1 - \beta^2) - 2\beta^2 - \delta; \quad (2.32)$$

$$F_e = \ln \frac{mc^2 E}{2I^2} + \ln \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - (2 \sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \\ + 1 - \beta^2 + (1/8)(1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 - \delta, \quad (2.33)$$

где I — средний ионизационный потенциал, примерно пропорциональный атомному номеру среды Z , а δ — поправка на эффект плотности, существенная в релятивистской области.

Толщина материала $\xi = x\rho$ в уравнении (2.30) выражена в единицах поверхностной плотности $[(\text{г}/\text{см}^2)]$. Размерность получаемой в результате расчета тормозной способности определяется размерностью энергии покоя электрона mc^2 . Если при расчете используют значение энергии покоя $mc^2 = 0,511$ МэВ, то результат получают в мегаэлектронвольтах на грамм на квадратный сантиметр.

Переход в зависимости $dE/d\xi$ от кинетической энергии частиц возможен с помощью уравнения

$$\beta^2 = 1 - [(1 + E/m_j c^2)]^{-1}, \quad (2.34)$$

где m_j — масса тормозящей частицы.

В нерелятивистской области $m_j c^2 \ll E$, $\beta^2 \approx 2E/m_j c^2$ уравнение (2.30) можно представить уравнениями для тяжелых частиц и электронов соответственно

$$-\frac{dE}{d\xi_i} = 2Cmc^2 z_j^2 (E/m_j c^2)^{-1} \ln \left[\frac{4mc^2}{I} \frac{E}{m_j c^2} \right]; \quad (2.35)$$

$$-\frac{dE}{d\xi} = 2Cmc^2 (E/mc^2)^{-1} \ln \left[\sqrt{\frac{e}{2}} \frac{mc^2}{I} \frac{E}{mc^2} \right]. \quad (2.36)$$

В области низких энергий линейные потери достигают максимума при значениях E_m , образующих логарифмический множитель в единицу:

$$E_{mj} = (e/4) (m_j/m) I; \quad (2.37)$$

$$E_m = \sqrt{2e} I. \quad (2.38)$$

Например, при торможении частиц в кремнии $Z=14$, $I=173$ [18], максимум линейных потерь достигается при $E_{m_p} \approx 200$ кэВ — для протонов и $E_m \approx 0,4$ кэВ — для электронов. В этих областях линейные потери можно считать примерно постоянными для каждого вида частиц, т. е. $dE/d\xi_j (E \approx E_m) \approx \text{const}(E)$.

На рис. 4 и 5 приведены рассчитанные с помощью приведенных уравнений семейства зависимостей тормозной способности сред с различным атомным номером Z по отношению к тяжелым частицам ($z=1$) и электронам. Используя зависимости, приведенные на рис. 4, можно определить тормозную способность и для частиц с зарядом $z_j > 1$. Для этого необходимо на соответствующей кривой выбрать точку с абсциссой, равной $E/m_j c^2$ для данного типа частиц, а значение найденной ординаты умножить на z_j^2 .

Средняя потеря энергии в слое конечной толщины $\Delta\xi = \rho\Delta x$ равна интегралу от тормозной способности

$$\overline{\Delta E} = - \int_0^{\rho\Delta x} (\overline{dE/d\xi}) d\xi. \quad (2.39)$$

Если толщина $\Delta\xi$ столь незначительна, что $\Delta E \ll E$, то тормозную способность под интегралом можно считать постоянной; в этом случае $\overline{\Delta E} \approx -(\overline{dE/d\xi})\rho\Delta x$. Как уже отмечалось, в связи со случайным характером взаимодействий, сопровождающих ионизационное торможение, потери энергии ΔE флуктуируют. Функцию плотности распределения $\varphi(E, \Delta E)$ для моноэнергетических заряженных частиц рассчитал П. В. Вавилов в работе [19]. Он показал, что характер функции $\varphi(E, \Delta E)$ зависит от отношения средней энергии тяжелой частицы в тормозящем

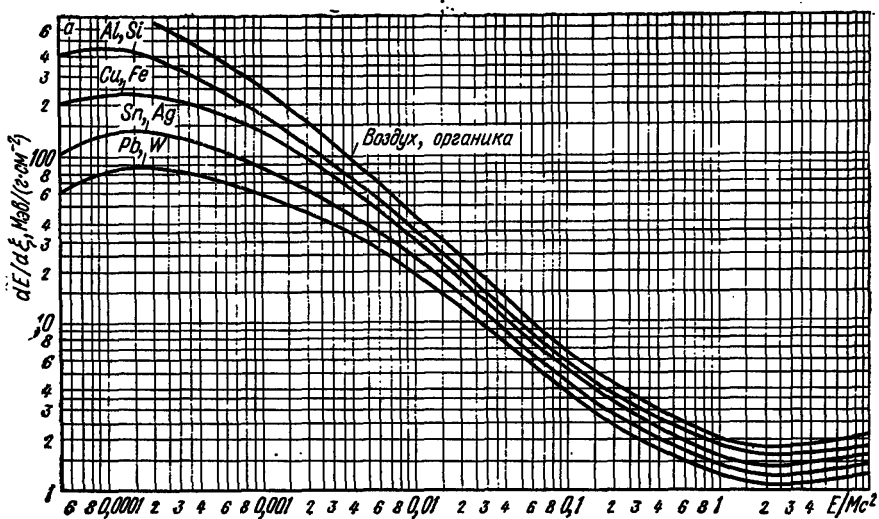


Рис. 4. Тормозная способность различных сред по отношению к тяжелым заряженным частицам

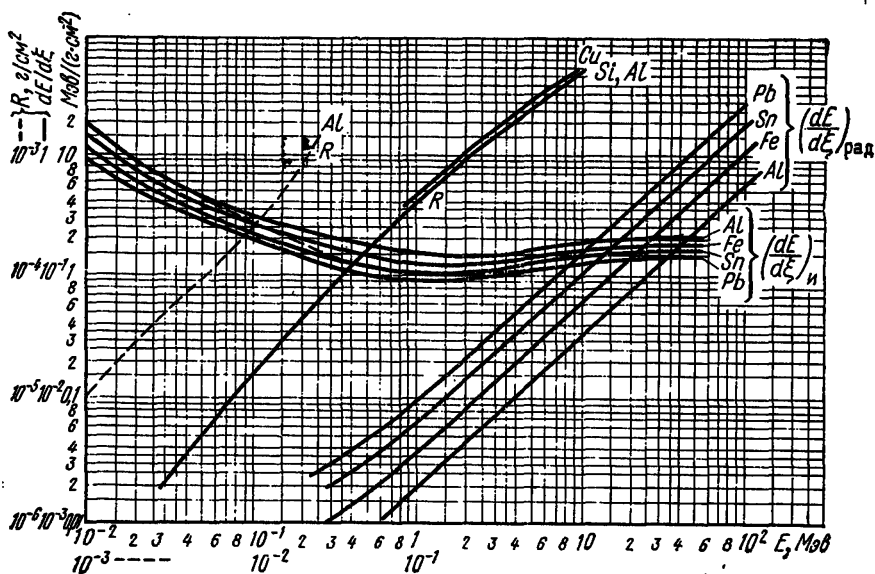


Рис. 5. Линейные потери энергии электронов в разных средах: $(dE/d\xi)_i$ — ионизационное и $(dE/d\xi)_r$ — радиационное торможения

слое к максимальной энергии, которая может быть передана частицей электрону в одном столкновении

$$\kappa = C\xi z^2(1 - \beta^2)/\beta^4. \quad (2.40)$$

В нерелятивистской области это отношение примерно равно

$$\kappa \approx (C/4)\xi z^2(E/m_j c^2)^{-2}. \quad (2.41)$$

Параметр κ представляет собой оценку числа соударений частицы в слое поглотителя толщиной ξ . Если $\kappa \ll 1$, то столкновения, как правило, однократные и распределение асимметрично (рис. 6) — вытянуто в сторону больших значений ΔE . Поэтому среднее значение $\overline{\Delta E}$ несколько превышает наиболее вероятное ΔE_0 . Относительная ширина $\delta_{1/2}$ распределения в этой области практически не зависит от энергии и составляет около 0,3. Если толщина тормозящего слоя значительна и $\kappa \gg 1$, то число соударений велико и распределение $\varphi(\Delta E)$ приобретает вид, близкий к нормальному, у которого $\Delta E_0 = \overline{\Delta E}$, а среднее квадратическое отклонение определяется соотношениями

$$\sigma = 2mc^2 z (C\xi)^{1/2} [(1 - \beta^2)/2]/(1 - \beta^2)^{1/2}; \quad (2.42)$$

$$\sigma \approx 2mc^2 z (C\xi)^{1/2} \text{ при } \beta \ll 1. \quad (2.43)$$

По мере того как параметр κ возрастает от значений $\kappa \ll 1$ к $\kappa \gg 1$, функция распределения деформируется, постепенно переходя от распределения Ландау (наиболее асимметричного) к нормальному распределению.

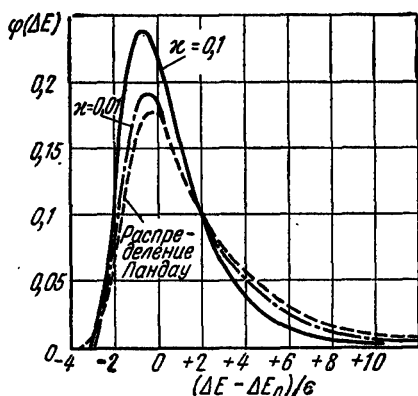


Рис. 6. Распределения П. В. Вавилова для κ , равной 0,1 и 0,01

численные методы. В частности, в работе [20] значения интеграла $\Phi(\Delta E_{\text{пор}})$ вычислены для трех значений β^2 , равных 0,04; 0,1 и 0,2; значений κ , меняющихся в пределах от 0,01 до 10 и значений параметра $k = (\Delta E_{\text{пор}} - \overline{\Delta E})/\sigma$, характеризующего отклонение значения $\Delta E_{\text{пор}}$ от среднего $\overline{\Delta E}$ в единицах σ , меняющихся

переходя от распределения Ландау (наиболее асимметричного) к нормальному распределению. При решении многих экспериментальных задач оказывается необходимой оценка вероятностей того, что потеря энергии будет меньше или превысит некоторое пороговое значение $\Delta E_{\text{пор}}$. Эти вероятности выражаются интегралом

$$\Phi(\Delta E_{\text{пор}}) = \int_0^{\Delta E_{\text{пор}}} \varphi(\Delta E) d(\Delta E).$$

Поскольку аналитическое описание распределения П. В. Вавилова является весьма сложным, для вычисления этого интеграла используют

от -3 до $+3$. Результаты этих вычислений для $\beta=0,1$ приведены в табл. 4. Вычисления показали, что $\Phi(\Delta E_{\text{пор}})$ слабо зависит от β^2 и приведенные в табл. 4 данные можно использовать для оценки вероятностей и при значениях β , отличных от $0,1$.

Таблица 4

Значения интеграла $\int_0^{\Delta E_{\text{пор}}} \Phi(\Delta E) d(\Delta E)$ для $\beta^2=0,1$, по данным работы [20]

Значения параметра $k = (\Delta E_{\text{пор}} - \Delta E)/\sigma$	κ				
	0,01	0,1	1	10	∞
3	0,98	0,987	0,995	$>0,995$	$>0,995$
2	0,955	0,945	0,965	0,975	0,98
1	0,92	0,855	0,840	0,860	0,83
0	0,70	0,62	0,540	0,540	0,50
-1	$<0,002$	0,10	0,170	0,18	0,15
-2	—	$<0,002$	0,01	0,025	0,02
-2,5	—	—	0,002	0,003	0,003

Важнейшей характеристикой взаимодействия заряженных частиц со средой является пробег, т. е. путь (по прямой), который проходят частицы в материале детектора до момента, когда их энергия достигает уровня тепловой. Пробег можно рассчитать интегрированием функции тормозной способности. Такие расчеты для тяжелых заряженных частиц дают весьма точные результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными [18]. В связи с тем, что логарифмическая функция, входящая в уравнение для тормозной способности при $E=0$, не определена, исходное выражение для расчета представляют в виде

$$R(E) = R(E^*) + \int_{E^*}^E (dE/dx)^{-1} dE, \quad (2.44)$$

где E^* — минимальное значение энергии, для которой известны надежные экспериментальные данные. Рассчитанные таким образом зависимости пробегов протонов с энергией от $0,1$ до 200 МэВ для материалов с различными значениями Z приведены на рис. 7. Приведенные графики можно использовать для определения пробега и других тяжелых частиц. Для этого следует использовать соотношение пересчета

$$R_j = R_p^* (m_j/m_p) z_j^{-2}, \quad (2.45)$$

где R_p^* — пробег протона с приведенной энергией $E_p^* = E_j \times$

$\times (m_p/m_j)$, который определяют по соответствующему графику семейства на рис. 7.

Использовать графические данные при выполнении расчетов детектирующих устройств не всегда удобно. Поэтому многие исследователи пытались описать зависимость пробег — энергия с помощью простых эмпирических соотношений. Наиболее широкое распространение получили аппроксимация этой зависимости степенной формулой

$$R = R_{0j} (E/E_H)^{\lambda_j}, \quad (2.46)$$

где E_H — нормирующая энергия; R_{0j} — значение пробега частиц вида j в данном материале при $E=E_H$ и λ_j — безразмерный показатель степени. Константы R_{0j} и λ_j выбирают так, чтобы обеспечить наилучшее совпадение аппроксимирующей зависи-

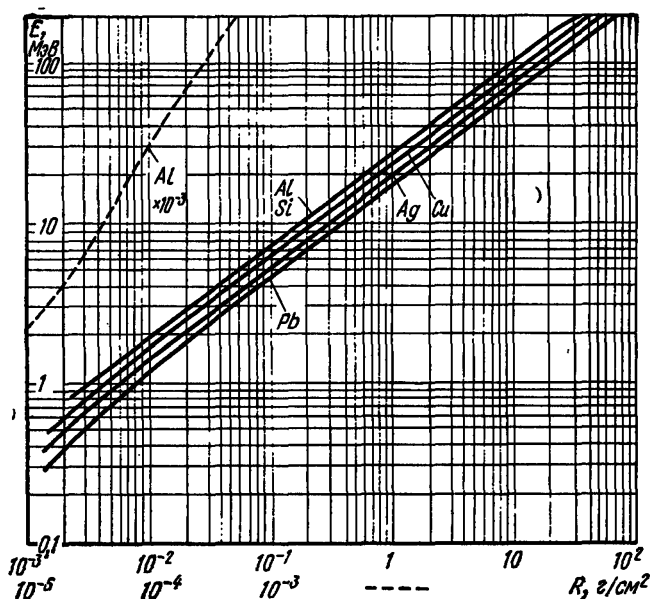


Рис. 7. Зависимость $E=f(R)$ для протонов в различных средах

мости с действительной в некотором диапазоне энергий. При низких энергиях, где $dE/d\xi \approx \text{const}(E)$, пробег примерно пропорционален энергии. Например, при торможении протонов в алюминии или кремнии хорошая аппроксимация достигается для $R_0=2,84$ мг/см² и $\lambda=0,78$ в диапазоне энергий от 2 до 50 кэВ и $R_0=5,68$ мг/см² и $\lambda=0,96$ в диапазоне от 50 до 200 кэВ (в обоих случаях $E_H=1$ МэВ).

При более высоких энергиях тяжелых заряженных частиц необходимо использовать большие значения показателя λ в (2.46). Например, наилучшая аппроксимация зависимости пробега тяжелых частиц в кремнии от их энергии в диапазоне 5—40 МэВ достигается при значении $\lambda \approx 1,7$ (табл. 5), причем погрешность аппроксимации не превышает 6% [18].

Таблица 5

Значения параметров R_0 и λ степенной зависимости пробег — энергия для торможения частиц в кремнии ($E_H=1$ МэВ)

Параметр	Вид частиц				
	протон	дейтрон	тритон	гелий-3	α
R_0 , мкм	13,27	8,48	6,96	1,90	1,61
R_0 , мг/см ²	3,09	1,98	1,62	0,443	0,375
λ	1,74	1,72	1,68	1,66	1,65

Из уравнения (2.46) следуют приближенные соотношения, описывающие соответственно линейные потери энергии (dE/dx), среднюю остаточную энергию частиц $\bar{E}_{\text{ост}}(x)$, прошедших слой материала, и потерю энергии $\overline{\Delta E}$ в слое x :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\lambda} (E_H/R_0) (E/E_H)^{1-\lambda}; \quad (2.47)$$

$$\bar{E}_{\text{ост}}(x) = E_H [(E/E_H)^\lambda - x/R_0]^{1/\lambda} \quad (x < R); \quad (2.48)$$

$$\overline{\Delta E}(x) = E - \bar{E}_{\text{ост}}. \quad (2.49)$$

Они позволяют рассчитать потерю энергии в пролетных детекторах конечной толщины x , что намного проще, чем точные вычисления с использованием уравнения (2.30).

Понятие пробега для электронов менее определенное, чем для тяжелых заряженных частиц, в связи со значительным рассеянием их в процессе торможения. На практике пробег измеряют экстраполяцией линейного участка характеристики поглощения моноэнергетического пучка электронов в слоях различной толщины. По оси ординат такой характеристики откладывают отношение плотности потока электронов, прошедших через поглотитель, к плотности потока перед поглотителем, а по оси абсцисс — значения толщины поглотителя. Характеристика поглощения спадает к фоновому уровню примерно линейно и лишь в конце плавно сливается с фоном. В качестве практического, или экстраполированного, пробега электронов с энергией E принимают толщину поглотителя, соответствующую отрезку оси абсцисс от нуля до точки ее пересечения с линейным продолжением характеристики поглощения.

В области низких энергий практический пробег также хорошо описывается одночленной степенной формулой (2.46). Например, в диапазоне энергий от 2 до 10 кэВ пробег достаточно точно аппроксимируется степенной зависимостью при значениях констант $R_0 = 11,5$ мкг/см², $\lambda = 1,35$ ($E_H = 1$ кэВ). При энергии электронов $E > 0,6$ МэВ лучшую аппроксимацию дает двучленная формула

$$R = 0,526E - 0,094 \text{ г/см}^2, \quad (2.50)$$

в которой энергия выражена в мегаэлектронвольтах.

Радиационное торможение — это второй механизм, посредством которого заряженные частицы теряют энергию в тормозящей среде. При движении заряженных частиц вблизи ядер атомов они ускоряются в кулоновском поле и, как следствие, излучают коротковолновое электромагнитное излучение, интенсивность которого пропорциональна квадрату ускорения. Радиационные потери ощутимо влияют лишь на торможение электронов с энергией $E > 10$ МэВ. Интенсивность излучения тяжелыми заряженными частицами составляет примерно $(m/m_e)^2 < 10^{-6}$ от интенсивности излучения электронами. Количественно радиационные потери на единицу пути в среде для электронов были рассчитаны Гайтлером, который получил следующее уравнение:

$$-\left(\frac{dE}{d\xi}\right)_{\text{рад}} = \frac{4\pi mc^2 Z}{137\pi} \left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right) \left[\ln\left(1 + \frac{E}{mc^2}\right) + 0,36\right]. \quad (2.51)$$

Численное значение коэффициента, определяющее масштаб радиационных потерь в релятивистской области $E \ll mc^2$, примерно равно $3,5 \cdot 10^{-4} Z$ МэВ/(г·см⁻²), и, следовательно, при $E \ll mc^2$ радиационными потерями можно пренебречь даже при $Z = 100$. С ростом энергии от значения $E = mc^2$ радиационные потери возрастают (см. рис. 5) и при некоторой критической энергии, значение которой определяется приближенным уравнением

$$E_{\text{кр}} (\text{МэВ}) = 820/Z, \quad (2.52)$$

становятся равными ионизационным потерям, а затем и преобладающими. Спектр излучаемого электромагнитного излучения примерно равномерный в диапазоне от нуля до энергии тормозящегося электрона.

Радиационное торможение как основной способ преобразования энергии в сигнал используется в детекторах частиц высоких энергий. В ионизационных и сцинтилляционных детекторах электронов с энергией более 10 МэВ радиационные эффекты, если их не учитывать, могут явиться источником погрешностей в оценке полной энергии, выделившейся в чувствительном объеме детектора; причина этих погрешностей — утечка

квантов электромагнитного излучения из чувствительного объема детектора.

С генерацией электромагнитного излучения, однако, существенно более длинноволнового, также связан другой эффект, используемый в детекторах релятивистских частиц, — эффект Вавилова — Черенкова. Сущность его состоит в том, что при движении заряженной частицы в среде, имеющей оптический показатель преломления n , со скоростью v , превышающей скорость света в этой среде $c_n = c/n$, вдоль траектории частицы испускается электромагнитное излучение под углом ϑ к вектору скорости

$$\vartheta = \arccos(c_n/v). \quad (2.53)$$

Значение скорости $v = c_n$ называют пороговым. Соответствующая ей пороговая энергия определяется уравнением

$$E_{\text{пор}} = mc^2 [(n/\sqrt{n^2 - 1}) - 1], \quad (2.54)$$

а число квантов электромагнитного излучения, генерируемых при движении частицы с энергией $E > E_{\text{пор}}$, — соотношением

$$dN/dx = 0,046z^2 (\Delta\lambda/\lambda^2) [1 - (c_n/v)^2], \quad (2.55)$$

где dN/dx — число квантов с длиной волны от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, генерируемых на единице длины траектории заряженной частицы (с зарядом, равным z) в среде. Потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова существенно меньше, чем на ионизацию, поэтому это излучение на торможение частицы заметно не влияет. Однако пороговый характер эффекта и сильную зависимость его от заряда частиц часто используют в спектрометрах для анализа зарядового состава потока детектируемых релятивистских частиц.

Последний вид передачи энергии заряженными частицами веществу детектора, на котором мы остановимся, — ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. При пересечении частицей чувствительного объема детектора существует конечная вероятность того, что на своем пути она встретит одно из ядер атомов. Если кинетическая энергия частицы превышает кулоновский барьер ядра, то она проникает в ядро, возбуждает его, в результате чего может произойти ядерная реакция с вылетом одной или нескольких вторичных частиц различной природы; число возможных видов реакций тем больше, чем выше энергия падающей частицы. Вероятность протекания ядерной реакции определяется поперечным сечением взаимодействия частицы с ядром

$$\sigma = \pi(r + \lambda)^2, \quad (2.56)$$

где $r = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ см — нормирующий множитель), а $\lambda = \hbar/p$ — длина волны частицы. При достаточно высоких энер-

гиях $E > 10$ МэВ, $i \gg \lambda$ и можно принять, что $\sigma \approx \pi r^2$. Сечение взаимодействия определяет среднюю длину свободного пробега частицы в среде между двумя ядерными взаимодействиями

$$\bar{L} = A/N_a \sigma \text{ г/см}^2. \quad (2.57)$$

Подставив в это уравнение $N_a = 6 \cdot 10^{23}$ 1/г-моль и $\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}$, получим $\bar{L} \approx 27 A^{1/3}$ г/см². Вероятность того, что частица в слое материала d испытывает по крайней мере одно ядерное взаимодействие, связана со средним пробегом уравнением

$$p(d) = 1 - \exp(-d/\bar{L}); \quad (2.58)$$

если толщина d мала по сравнению с L , то $p(d) \approx d/\bar{L}$.

Ядерные взаимодействия используют как основной способ преобразования энергии в детекторах полного поглощения частиц высоких энергий, входящих в состав спектрометров-калориметров [21]. Однако они могут быть источником погрешностей при измерениях спектров частиц средних энергий с помощью пробежных, или сцинтилляционных, детекторов. Действительно, при толщине детектора $d > \bar{L}$ почти каждая частица взаимодействует с ядрами материала детектора; многие акты взаимодействия могут сопровождаться нейтральными продуктами реакций, которые уносят определенную долю энергии первичной частицы. Другой источник искажения спектров, обусловленный ядерными взаимодействиями, — генерация вторичных частиц в защите, окружающей детектор, толщина которой может быть сравнима с длиной свободного пробега $\bar{L}$.

Преобразование $E \rightarrow \Delta E$ в детекторах квантов электромагнитного излучения. Первая стадия этого преобразования, как отмечалось выше, сопровождается генерацией в детектирующей среде вторичных заряженных частиц, уносящих определенную долю энергии первичных квантов. Существуют три вида взаимодействий квантов со средой, относительная вероятность которых зависит как от энергии первичных квантов, так и от параметров среды: фотоэффект, неупругое (комптоновское) рассеяние и образование электронно-позитронных пар. Теория взаимодействия квантов электромагнитного излучения со средой развита достаточно глубоко, и для всех трех видов взаимодействия получены теоретические соотношения, описывающие их с высокой точностью. Аналитические выражения, а также графические и табличные данные, характеризующие парциальные вероятности взаимодействия, приведены в нескольких работах [22, 23]. Поэтому здесь ограничимся лишь качественным рассмотрением особенностей взаимодействия квантов с детектирующей средой, полагая, что более подробные сведения при необходимости можно получить в указанной литературе.

Фотоэффект — результат взаимодействия кванта с одной из внутренних оболочек атома среды. Если энергия кванта $E_{\text{кв}}$

превышает энергию связи электрона на K -оболочке E_K , то энергетически возможно выбивание электрона из любой внутренней оболочки, однако наиболее вероятно освобождение K -электрона, который в результате фотоэффекта приобретает кинетическую энергию $E_e = E_{\text{КВ}} - E_K$. Если $E_K > E_{\text{КВ}} > E_L$, то наиболее вероятен фотоэффект на L -оболочке и т. д. С ростом энергии квантов вероятность фотоэффекта быстро снижается примерно пропорционально $1/E_{\text{КВ}}^2$ в области энергий от 0,1 до 1 МэВ, пропорционально $1/E_{\text{КВ}}^3$ при $E_{\text{КВ}} < 0,1$ МэВ и $1/E_{\text{КВ}}$ — при $E_{\text{КВ}} > 1$ МэВ [23]. Вероятность фотоэффекта очень сильно зависит от атомного номера детектирующей среды — примерно пропорциональна Z^5 , поэтому для детекторов квантов стремятся использовать материалы с высоким значением Z . Оказавшийся ионизированным в результате фотоэффекта атом захватывает электрон с более высокой оболочки и испускает рентгеновский квант, а возможно, оже-электрон.

Важной особенностью фотовзаимодействия является то, что энергия, сообщаемая вторичным заряженным частицам, близка к энергии детектируемого кванта (по крайней мере при $E_{\text{КВ}} \gg E_K$), и поэтому выделившаяся в результате их торможения энергия $\Delta E \approx E_{\text{КВ}}$. Квант рентгеновского излучения, испускаемого ионизированным атомом, со значительной вероятностью также поглощается в детекторе, испытав вторичное фотовзаимодействие. В этом случае равенство $\Delta E = E_{\text{КВ}}$ выполняется точно, что обеспечивает абсолютную адекватность преобразования в результате фотоэффекта.

Комптоновское взаимодействие квантов — неупругое рассеяние на электронах — теоретически было рассчитано Клейном и Нишиной. Квант, испытавший рассеяние на одном из электронов, передает ему энергию

$$\Delta E = E_e = E_{\text{КВ}} \{1 - [1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^{-1}\}, \quad (2.59)$$

где $\alpha = E_{\text{КВ}}/mc^2$ и θ — угол между направлениями первичного и рассеянного квантов. Энергия последнего, очевидно, равна

$$E'_{\text{КВ}} = E_{\text{КВ}} - \Delta E = E_{\text{КВ}} [1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^{-1}. \quad (2.60)$$

Угол отдачи электрона φ связан с углом рассеяния кванта соотношением

$$\text{ctg } \varphi = (1 + \alpha) \text{tg } (\theta/2). \quad (2.61)$$

Вероятность комптоновского рассеяния монотонно снижается с ростом энергии квантов $E_{\text{КВ}}$, очень медленно до энергии 0,1 МэВ и примерно пропорционально $1/\sqrt{E_{\text{КВ}}}$ при $E_{\text{КВ}} > 0,1$ МэВ. Поэтому в диапазоне от 0,1 до 3 МэВ этот вид взаимодействия наиболее вероятен особенно для материалов с низким атомным номером Z (вероятность комптоновского рассеяния пропорцио-

нальна Z и, следовательно, зависит от параметров среды значительно слабее, чем вероятность фотоэффекта).

Для комптоновского рассеяния характерна неоднозначность преобразования энергии квантов $E_{\text{кв}}$ в энергию, передаваемую вторичному электрону $\Delta E = E_e$. Действительно, из уравнения (2.59) следует, что в зависимости от угла θ , который может принимать значения от 0 до 180° , электрону отдачи передается энергия от 0 до $E_{e\text{макс}} = E_{\text{кв}} [2\alpha / (1 + 2\alpha)]$. Расчеты показывают, что при вариации параметра α форма распределения электронов отдачи по энергии несколько меняется, но в первом приближении это распределение имеет вид «белого» спектра. Последнее обуславливает неадекватность преобразования энергии кванта в энергию вторичных заряженных частиц при одиночном комптоновском рассеянии.

Образование электронно-позитронных пар при взаимодействии квантов с кулоновским полем ядра имеет энергетический порог $E_{\text{п}} = 2mc^2 = 1,02$ МэВ. Если $E_{\text{кв}} > E_{\text{п}}$, то энергетически возможна генерация пары с суммарной кинетической энергией $E_1 = E_{\text{кв}} - 2mc^2$. Вероятность таких взаимодействий монотонно нарастает по мере увеличения энергии квантов от порогового значения, причем в диапазоне от 5 до 50 МэВ она увеличивается примерно на порядок. Зависимость от атомного номера среды Z примерно квадратичная.

При торможении электрона и позитрона их кинетическая энергия ΔE_1 расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Заторможенный позитрон, аннигилируя с одним из электронов среды, в свою очередь генерирует пару квантов с энергией, равной mc^2 каждый. Результирующая потеря энергии ΔE зависит от судьбы этих квантов. Когда оба кванта покидают чувствительный объем детектора, $\Delta E = \Delta E_1$; если один из вторичных квантов испытывает фотопоглощение, то $\Delta E = \Delta E_1 + mc^2$, а если оба, то $\Delta E = \Delta E_1 + 2mc^2 = E_{\text{кв}}$. На самом деле число возможных вариантов увеличивается, так как каждый из вторичных квантов может испытать комптоновское рассеяние, вследствие чего спектр потерь энергии при детектировании моноэнергетических квантов представляет собой суперпозицию нескольких линейчатых и непрерывных распределений.

Мерой вероятности взаимодействия кванта со средой служит эффективное сечение μ_e , рассчитанное на электрон, выраженное в сантиметрах в квадрате, которое равно сумме парциальных сечений по отношению к фотовзаимодействию τ_e , комптоновскому рассеянию σ_e и образованию пар κ_e , рассчитанных также на электрон. Эти параметры позволяют вычислить коэффициент линейного ослабления квантов μ , равный обратной средней длине между взаимодействиями:

$$\mu = 1/\bar{L} = \rho N_a (Z/A) \mu_e, \quad (2.62)$$

и вероятность взаимодействия γ -кванта в слое вещества.

$$p(d) = 1 - \exp(-\mu d). \quad (2.63)$$

Типичные зависимости коэффициента линейного поглощения квантов μ и его составляющих τ , σ и κ для некоторых детектирующих материалов и материалов, используемых для защиты, приведены на рис. 8. Справочные данные о значениях этих ко-

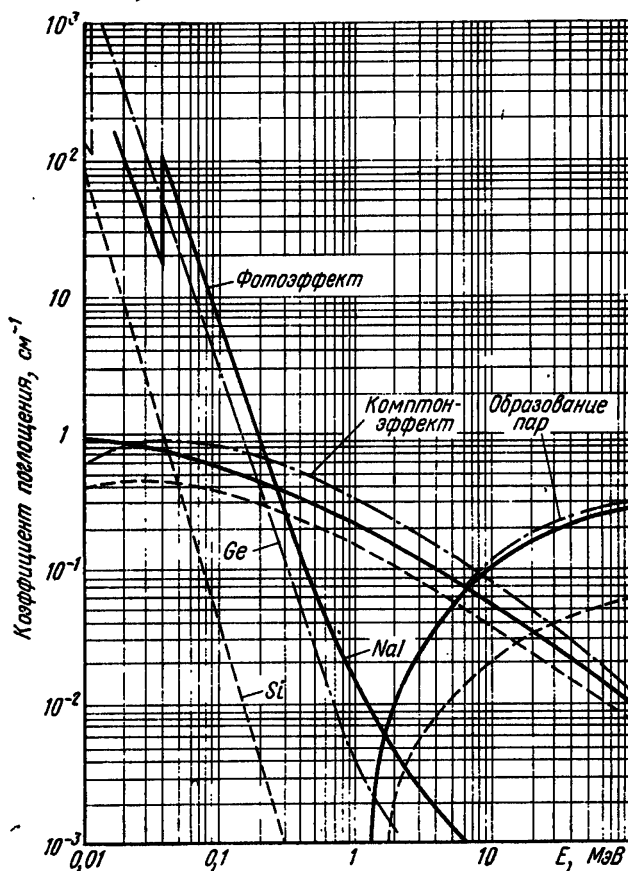


Рис. 8. Зависимость коэффициентов линейного поглощения γ -квантов от их энергии

эффициентов для большинства важнейших элементов приведены в работе [23].

Если детектор настолько тонок, что выполняется соотношение $\mu d \ll 1$, то

$$p(d) \approx \mu d = (\tau + \sigma + \kappa) d, \quad (2.64)$$

причем вероятность взаимодействий вторичных квантов, гене-

рируемых в процессах комптоновского рассеяния как образование пар, невелика. В этих условиях при воздействии на детектор моноэнергетического потока квантов распределение по энергиям вторичных электронов имеет три составляющие (при $E_{\text{КВ}} > 2mc^2$):

$$f(E_e, E_{\text{КВ}}) = \lambda_{\Phi 1} \delta(E_e, E_{\text{КВ}} - E_{\text{К}}) + \lambda_{\text{К1}} f_{\text{К1}}(E_e, E_{\text{КВ}}) + \lambda_{\text{П1}} \delta(E_e, E_{\text{КВ}} - 2mc^2), \quad (2.65)$$

где $\lambda_{\Phi 1} = \tau/\mu$, $\lambda_{\text{К1}} = \sigma/\mu$ и $\lambda_{\text{П1}} = \kappa/\mu$ — относительные вероятности каждого из трех видов однократных взаимодействий; $\delta(E_e, E)$ — функция, отличная от нуля в точке $E_e = E$, а $f_{\text{К1}}(E_e, E_{\text{КВ}})$ — распределение по энергиям комптоновских электронов, генерируемых в актах рассеяния.

В более толстых детекторах ($\mu d \gtrsim 1$) со значительной вероятностью происходят взаимодействия вторичных квантов, которые приводят к деформации распределения (2.65), характерного для однократных взаимодействий. Кванты рентгеновского излучения, испускаемого атомами после фотоэффекта, с большой вероятностью испытывают фотопоглощение в детекторе, и часть фотопикины $\delta(E_e, E_{\text{КВ}} - E_{\text{К}})$ «перекачивается» в распределение $\delta(E_e, E_{\text{КВ}})$. Вторичные взаимодействия рассеянных комптоновских квантов приводят к деформации комптоновской составляющей спектра $f_{\text{К1}}$ и перераспределению функции плотности между комптоновской и фотосоставляющими. Разность между высокоэнергетической границей комптоновского распределения $E_e^{\text{макс}}$ электронов и энергией первичного кванта $E_{\text{КВ}}$, равная, как следует из уравнения (2.59), $E_{\text{КВ}}/(1 + \alpha)$, ограничена сверху значением $mc^2/2 = 255$ кэВ. Следовательно, энергия вторичных квантов, соответствующих электронам с энергией, близкой к $E_e^{\text{макс}}$, невелика, и для них вероятно последующее фотопоглощение. Суммарная энергия ΔE , рассеянная обоими электронами — комптоновским и фотоэлектроном, равна $|E_{\text{КВ}} - E_{\text{К}}|$, а при последующем поглощении рентгеновского кванта — $E_{\text{КВ}}$, что ведет к эффективному увеличению доли фотопикины главным образом из-за ослабления высокоэнергетического участка распределения комптоновских электронов. При повторных рассеиваниях квантов увеличивается результирующее энерговыделение ΔE и высокоэнергетическая часть $f_{\text{К}}$ увеличивается за счет низкоэнергетической.

Вторичное фотопоглощение аннигиляционных квантов, сопровождающих процессы образования пар, приводит (как отмечалось выше) к ослаблению линии с энергией $E_{\text{КВ}} - 2mc^2$, появлению дополнительной линии $E_{\text{КВ}} - mc^2$ и увеличению вклада в фотопикину $E_{\text{КВ}}$. Комптоновское рассеяние аннигиляционных квантов в детекторе вызывает появление непрерывной составляющей спектра.

Помимо многократных взаимодействий квантов в детекторе

на вид результирующего спектра $f(\Delta E)$ влияют и взаимодействия в среде, окружающей детектор. К ним относятся: обратное рассеяние квантов, образование пар и генерация аннигиляционного излучения, а также генерация тормозного и рентгеновского излучений. Эти взаимодействия обуславливают появление в спектре характерных составляющих — пика обратного рассеяния вблизи энергии $\Delta E \approx 0,2$ МэВ, линий аннигиляционного излучения $\Delta E = 0,511$ МэВ, линий характеристического рентгеновского излучения $\Delta E = E_K$ (материала защиты). Тормозное излучение, генерируемое в окружающей среде, дает вклад в непрерывную составляющую спектра $f(\Delta E)$.

Таким образом, спектр энерговыделений ΔE с учетом многократных взаимодействий можно представить в виде

$$f(\Delta E, E_{\text{кв}}) = \lambda_{\text{ф}} \delta(\Delta E, E_{\text{кв}}) + \lambda_{\text{п1}} \delta(\Delta E, E_{\text{кв}} - mc^2) + \\ + \lambda_{\text{п2}} \delta(\Delta E, E_{\text{кв}} - 2mc^2) + \lambda_{\text{а}} \delta(\Delta E, mc^2) + \\ + \lambda_{\text{к}} p_{\text{к}}(\Delta E, E_{\text{кв}}) + \lambda_{\text{обр}} p_{\text{обр}}(\Delta E, E_{\text{кв}}), \quad (2.66)$$

где $p_{\text{к}}$ и $p_{\text{обр}}$ — спектры многократно рассеянных электронов и потерь энергии при обратном рассеянии, а $\lambda_j(E_{\text{кв}})$ — парциальные вклады каждой составляющей в общий спектр, нормированные так, что $\sum_j \lambda_j = 1$. При $E_{\text{кв}} < 1,02$ МэВ $\lambda_{\text{п1}} = \lambda_{\text{п2}} = \lambda_{\text{а}} = 0$.

В заключение отметим, что хотя распределение (2.66), описывающее преобразование $E_{\text{кв}} \rightarrow \Delta E$, является довольно сложным, наличие в нем δ -составляющих с энергиями $E_{\text{кв}}$, $E_{\text{кв}} - mc^2$, $E_{\text{кв}} - 2mc^2$ позволяет считать это преобразование адекватным.

Преобразование энергии ΔE в заряд, генерируемый детектором. Сначала рассмотрим случай, когда все детектируемые частицы рассеивают в чувствительном объеме детектора строго постоянную энергию и спектр потерь $f(\Delta E)$ является δ -образным. Этот случай реализуется, например, при детектировании пробежным детектором моноэнергетического потока частиц. В результате преобразования потерь энергии ΔE в импульсы тока детектора δ -спектр потерь трансформируется, как отмечалось выше, в нормальное распределение (2.29) конечной ширины. Параметры q_0 и σ_q спектра зарядов зависят от вида детектора и энергии детектируемых частиц.

Для пропорциональных детекторов заряд q_0 связан с поглощаемой в каждом акте энергией ΔE соотношением

$$q_0(\Delta E) = (\Delta E / \bar{\varepsilon}) M q_e = \Delta E K_{Eq}, \quad (2.67)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия, расходуемая в детекторе на образование пары первичных носителей, зависящая от механизма детектирования; M — коэффициент усиления первичного заряда и $K_{Eq} = M q_e / \bar{\varepsilon}$ — средний коэффициент преобразования энергии в заряд. У идеального пропорционального детектора параметры $\bar{\varepsilon}$ и M инвариантны относительно энергии детектируемо-

го излучения, что обеспечивает постоянство коэффициента K_{eq} . Наиболее близки к идеальному ионизационные полупроводниковые детекторы, у которых в практически не зависит от энергии. Пропорциональность преобразования $\Delta E \rightarrow q$ ионизационными газонаполненными детекторами ограничена зависимостью от плотности ионизации вследствие рекомбинации при сборе заряда, а также некоторой зависимостью коэффициента усиления M от уровня начальной ионизации и ее плотности. Требуемое постоянство коэффициента преобразования достигается подбором состава газовой смеси и ее давления, при которых рекомбинация минимальна, а также заданием потенциалов на электроды, обеспечивающих пропорциональный режим усиления.

Отклонение от пропорциональности преобразования $\Delta E \rightarrow q$ у сцинтилляционных детекторов более значительно, чем у ионизационных, и связано с зависимостью конверсионной эффективности сцинтилляторов от плотности ионизации материала детектируемыми частицами. Механизм преобразования энергии частиц в интенсивность сцинтилляций в деталях проанализирован в работе [24]. Здесь же рассмотрим прикладную сторону вопроса и дадим упрощенное феноменологическое рассмотрение, основанное на уравнении Биркса, связывающем удельную флуоресценцию сцинтиллятора на единицу длины «следа» заряженной частицы dS/dx с линейными потерями энергии dE/dx :

$$dS/dx = K_{ES} (dE/dx) [1 + B (dE/dx)]^{-1}, \quad (2.68)$$

где K_{ES} — конверсионная эффективность, т. е. коэффициент преобразования энергии частицы в световую энергию сцинтилляции, а B — константа, зависящая от вида сцинтиллятора и плотности ионизации молекул. Экспериментально показано [25], что для органических пластмассовых сцинтилляторов $B \approx 0,01 \text{ г/}(\text{см}^2 \cdot \text{МэВ})$ и слабо зависит от вида частиц. Из (2.68) следует, что при $B(dE/dx) \ll 1$ имеет место линейное преобразование $(dS/dx) = K_{ES}(dE/dx)$, при $B(dE/dx) \approx 1$ линейность нарушается, а при $B(dE/dx) \gg 1$ $dS/dx = K_{ES}/B = \text{const}(E)$ характеристика преобразования насыщается. Граничная энергия $E_{\text{мин}}$, начиная с которой преобразование можно считать линейным, определяется соотношением

$$B (dE/dx |_{E=E_{\text{мин}}}) \approx 0,1. \quad (2.69)$$

Подставив в (2.69) значение B , с помощью графиков зависимостей dE/dx от энергии, приведенных на рис. 4 и 5, найдем значения $E_{\text{мин}}$ для электронов — около 20 кэВ, для протонов — 60 МэВ и для α -частиц — 1000 МэВ.

Уравнение (2.68) малоудобно для оценки характеристик преобразования $\Delta E \rightarrow q$, так как требует численного интегриро-

вания. Поэтому при выполнении приближенных расчетов проще использовать эмпирическое соотношение

$$\bar{\epsilon}_j = \bar{\epsilon}_{0e} (1 + E_j^*/E)^{0,5}, \quad (2.70)$$

где $\bar{\epsilon}_{0e}$ — средняя энергия, расходуемая на освобождение фотоэлектрона из катода ФЭУ при детектировании сцинтилляционным детектором электронов с энергией $E_e \approx 1$ МэВ, а E_j^* — параметр уравнения (характерная энергия) для частиц вида j , подбираемый так, чтобы обеспечить наилучшее совпадение зависимости с экспериментальными графиками. Например, при возбуждении антрацена электронами $E_e^* \approx 40$ кэВ, протонами — $E_p^* \approx 20$ МэВ и α -частицами — $E_\alpha^* \approx 600$ МэВ. Эти значения E_j^* близки к граничным энергиям $E_{\min}$, найденным из условия (2.69). Зависимости для других органических сцинтилляторов отличаются лишь значениями характерных энергий.

У неорганических сцинтилляторов средняя энергия $\bar{\epsilon}$ слабее зависит от плотности ионизации. Так, например, при возбуждении сцинтиллятора NaI(Tl) электронами зависимость $\bar{\epsilon}$ от энергии в диапазоне 10—1000 кэВ выражается уравнением

$$\bar{\epsilon}_e = \bar{\epsilon}_{0e} E^{0,0415}, \quad (2.71)$$

где $\bar{\epsilon}_{0e} = \epsilon_e$ ($E = 1$ МэВ). При возбуждении этого сцинтиллятора тяжелыми заряженными частицами зависимость $\bar{\epsilon}_j$ от энергии удовлетворительно описывается уравнением (2.70), однако значения характерных энергий значительно ниже, чем для органических сцинтилляторов. Так, например, удовлетворительное сопряжение зависимости (2.70) с экспериментальной для α -частиц дает $E_\alpha^* \approx 30$ МэВ.

В табл. 6 приведены значения $\bar{\epsilon}$ для различных видов ионизационных и сцинтилляционных детекторов. Параметр $\bar{\epsilon}_e$ зависит не только от физических свойств сцинтиллятора, но и от других (коэффициента светосбора, спектральной чувствительности ФЭУ и др.). Значения $\bar{\epsilon}_e$, приведенные в табл. 6, вычислены на основе экспериментальных данных энергии образования одного фотона при возбуждении различных сцинтилляторов, приведенных в [24], с использованием значения фотоэффективности ФЭУ, равного 0,1. В реальных сцинтилляционных детекторах эти значения могут несколько отличаться. В табл. 6 также приведены значения K_{Eq} , при вычислении которых были приняты типичные значения коэффициента усиления: $M = 1$ — для полупроводниковых детекторов и ионизационных камер; $M = 10^3$ — для пропорциональных счетчиков; $M = 10^6$ — для сцинтилляционных детекторов. Используя данные, приведенные в этой таблице, легко рассчитать с помощью (2.67)

Параметры преобразования $\Delta E \rightarrow q$ важнейших пропорциональных детекторов

Параметр	ППД		Газонаполненный детектор				Сцинтилляционный детектор				
	^{90}Sr ($T=300\text{ K}$)	^{60}Co ($T=100\text{ K}$)	Воздух	Аргон	Криптон	Ксенон	NaI(Tl)	CsI(Tl)	Антрацен	Стильбен	Линейный детектор
$\bar{e}_0$, эВ	3,67	2,96	32	26	23	21	230	500	670	1050	1740
K_{Eg} , пКл/МэВ	$M=1$	0,044	0,5	0,62	0,7	0,76	—	—	—	—	—
	$M=10^3$	—	500	620	700	760	—	—	—	—	—
	$M=10^6$	—	—	—	—	—	700	320	240	150	92
$[(\mathcal{F} + \bar{\lambda})e_0]^{1/2}$, МэВ $^{1/2}$	0,6	0,8	3,5	3,1	3,0	2,8	19	27	33	38	46

наиболее вероятный заряд q_0 , генерируемый детектором, при поглощении в его чувствительном объеме энергии ΔE .

Второй важнейшей характеристикой распределения (2.29) является его дисперсия σ_q^2 . Вклад в нее дают три основные составляющие: σ_m^2 — дисперсия флуктуаций числа первичных носителей заряда $m = \Delta E/\varepsilon$, σ_M^2 — дисперсия флуктуаций коэффициента усиления и $\sigma_{E_{ш}}^2$ — дисперсия, обусловленная собственным шумом детектора (индекс E означает, что шум измеряется в единицах энергии), т. е.

$$\sigma_q^2 = [\sigma_m^2 M^2 + \sigma_M^2 m + (\sigma_{E_{ш}}/\varepsilon)^2 M^2] q_e^2. \quad (2.72)$$

Из этого уравнения получаем следующее обобщенное (для сцинтилляционных и ионизационных детекторов) [26]:

$$\frac{\sigma_q}{q} = \frac{[(\mathcal{F} + \lambda)\bar{\varepsilon}]^{1/2}}{\sqrt{\Delta E}} \left[1 + \frac{\sigma_{E_{ш}}^2}{\Delta E \varepsilon (\mathcal{F} + \lambda)} \right]^{1/2}, \quad (2.73)$$

где $\mathcal{F} = \sigma_m^2/m$ — фактор Фано, значение которого принимают равным 0,33—0,67 — для газонаполненных детекторов, 0,1—0,5 — для кремниевых, 0,05—0,2 — для германиевых полупроводниковых детекторов и условно 1 для сцинтилляционных детекторов; $\lambda = \sigma_M^2/M^2$ — коэффициент пропорциональности между дисперсией σ_M^2 и квадратом усиления M , значения которого 0,5—2 — для ионизационных детекторов с $M > 1$ (если $M = 1$, то $\lambda = 0$) и примерно 0,3—1 — для сцинтилляционных детекторов. Анализ (2.73) позволяет сделать три важных вывода, касающихся характера зависимости разрешения спектрометра от энергии частиц и физических свойств детектора:

1. При такой энергии частиц, что $\sigma_{E_{ш}}^2 \ll E \varepsilon (\mathcal{F} + \lambda)$, относительное энергетическое разрешение обратно пропорционально $\sqrt{E}$.

2. Масштабный множитель $[(\mathcal{F} + \lambda)\bar{\varepsilon}]^{1/2}$ определяется физическими свойствами детектора и в первую очередь средней энергией $\bar{\varepsilon}$, расходуемой на образование носителя заряда. Значения этого множителя, рассчитанные для различных детекторов при $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_e$, $\mathcal{F}_{Si} = 0,1$, $\mathcal{F}_{Ge} = 0,2$, $\lambda = 0$, приведены в табл. 6.

3. При низких энергиях детектируемых частиц или квантов, когда преобладающий вклад дает слагаемое $\sigma_{E_{ш}}^2/E \varepsilon (\mathcal{F} + \lambda)$, относительное энергетическое разрешение определяется шумом детектора. Отметим, что при спектрометрии частиц или квантов низких энергий уровень шума усилителя импульсов, следующего за детектором, может оказаться сравнимым с шумом детектора или даже преобладающим; в этих случаях параметр $\sigma_{E_{ш}}^2$, используемый для вычисления относительного разрешения, должен быть равен сумме дисперсий шумов детектора и усилителя.

Функциональная связь спектра сигналов с измеряемым спектром энергий. Сначала предположим, что случайным характером преобразования на каждом этапе можно пренебречь, т. е. связи $\Delta E = \Delta E(E)$ и $q = q(\Delta E)$ детерминированные. Тогда зарядовый спектр импульсов $f(q)$ связан со спектром энергий $p(E)$ соотношением

$$f(q) = f[\Delta E(E)] \frac{dE}{d(\Delta E)} \frac{d(\Delta E)}{dq} = p(E) \frac{dE}{dq}. \quad (2.74)$$

Входящие в него производные можно найти, используя известные функциональные связи переменных E , ΔE и q , рассмотренные выше. Это уравнение позволяет восстановить спектр энергий $p(E)$ по измеренному спектру сигналов $f(q)$. Уравнение (2.74) можно использовать для восстановления спектра, если каждый из этапов реального, недетерминированного преобразования удовлетворяет условию адекватности. Точность восстановления тем выше, чем меньше по сравнению с единицей критерий адекватности κ , определяемый уравнением (2.24).

Если условие адекватности не выполняется, то зарядовый спектр импульсов детектора $f(q)$ представляет собой результат двойного интегрирования измеряемого спектра энергий $p(E)$:

$$f(q) = \int_0^{\Delta E_{\max}} d(\Delta E) \left\{ g[q, q_0(\Delta E), \sigma_q(\Delta E)] \times \right. \\ \left. \times \int_0^{E_{\max}} p(E) \varphi(E, \Delta E) dE \right\}. \quad (2.75)$$

Восстановление спектра $p(E)$ в этом случае требует решения интегрального уравнения (2.75) и может быть осуществлено лишь для некоторых частных случаев, когда априорно известно поведение спектра $p(E)$ на некоторых интервалах.

Структурная схема спектрометра энергий проникающих частиц или квантов (рис. 9). Детектор спектрометра содержит два основных элемента: собственно детектирующий, преобразующий энергию детектируемых частиц в заряд выходных импульсов, и усилитель-преобразователь. Необходимость последнего вызвана двумя причинами. Во-первых, заряд, генерируемый детекторами, обычно незначителен, и требуется усиление сигналов, чтобы последующая операция их сортировки была возможна с требуемой точностью. Во-вторых, наиболее удобным параметром для выполнения сортировки с помощью электронных устройств является их амплитуда импульсов напряжения u . Коэффициент преобразования усилителя, следовательно, является размерным и определяется соотношением (для линейного усилителя)

$$K_{qu} = u_{\text{вых}}/q_{\text{вх}} \quad (2.76)$$

Хотя усилитель-преобразователь является внешним по отношению к детектирующему элементу устройством, его обычно включают в состав детектора, чтобы обеспечить наилучшую электрическую помехозащищенность тракта преобразования энергия — сигнал. Функционально же усилитель является как бы внешним продолжением системы умножения первичного заряда, образованного в детекторе. Поэтому в дальнейшем, говоря о преобразовании спектра энергий частиц в распределение импульсов, будем иметь в виду амплитудное распределение,

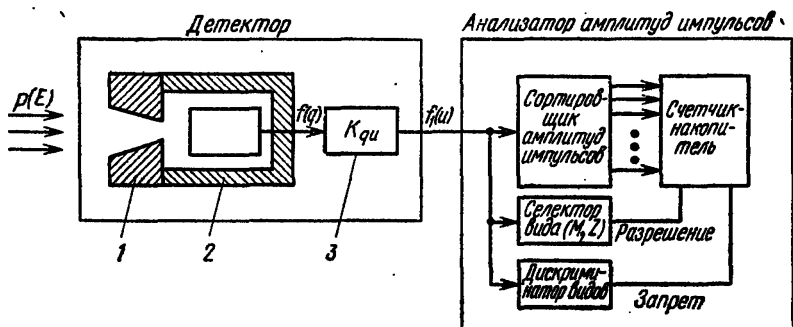


Рис. 9. Структурная схема спектрометра энергии проникающих частиц или квантов:

1 — коллиматор (селектор направлений); 2 — защита; 3 — усилитель—преобразователь заряд—амплитуда)

которое непосредственно измеряется с помощью анализатора амплитуд. Следует отметить, что усилитель может вносить дополнительные искажения в процессе преобразования спектров $p(E) \rightarrow f(u)$. К источникам искажений относятся: нелинейность амплитудной характеристики, которая, хотя и может быть учтена, обычно нежелательна, так как затрудняет восстановление спектра $p(E)$; нестабильность коэффициента преобразования K_{qu} ; собственный шум усилителя, который, как отмечалось выше, эффективно увеличивает шум детектора, а в некоторых случаях является преобладающим и, наконец, амплитудная перегрузка отдельных каскадов и смещение их стационарного режима при высоких плотностях потока усиливаемых сигналов. Подробное рассмотрение методов построения усилителей, обеспечивающих минимальные искажения, выходит за пределы данной книги. Читатель может ознакомиться с ними в работах [27, 28]. Оценка искажений спектрального распределения, обусловленная неидеальностью параметров усилителей, приведена в работе [17].

Анализатор амплитуд импульсов выполняет две функции: сортирует их по амплитудам, т. е. делит общий неоднородный поток импульсов на ряд парциальных квазиоднородных потоков, а также интегрирует каждый парциальный поток во вре-

мени в течение интервала измерения T . Способ выполнения анализатора зависит от особенностей решаемой задачи. Если число каналов, необходимых для адекватного отображения спектра, невелико (примерно до 16), сортирующее устройство выполняют в виде последовательности дифференциальных амплитудных селекторов со смежными границами. Помимо экономии электронного оборудования такое построение позволяет легко реализовать любую функциональную зависимость ширины канала анализатора от амплитуды и, в частности, логарифмическую, оптимальную для широкого класса спектров, описываемых степенной функцией (см. табл. 2). Плотности парциальных потоков импульсов, поступающих с выходов селекторов, при этом интегрируют счетчики импульсов, автономные при независимом выводе данных с каждого из них или объединенные в единую систему при централизованном опросе и выводе информации. Основным недостатком такого построения анализатора — быстрый рост объема электронного оборудования, пропорциональный числу каналов анализатора.

Второй способ построения анализатора, при котором объем оборудования значительно меньше зависит от требуемого числа каналов (примерно логарифмически), основан на задании каналов с помощью цифрового кодирования амплитуды и интегрирования парциальных потоков, используя централизованное запоминающее устройство с произвольной выборкой (ЗУПВ). Вопросам построения многоканальных анализаторов с амплитудно-цифровым кодированием посвящена обширная литература, например [29, 30]. Требования, предъявляемые к ним для обеспечения адекватности измерения спектра, рассмотрены в работе [17]. Основные недостатки, присущие этому методу, — значительный объем электронного оборудования, связанный с централизацией кодирования амплитуд и приводом к ЗУПВ (объем привода к разрядам, например, не зависит от числа каналов, а определяется только требуемой емкостью счетчиков — их разрядностью), а также меньшее быстроедействие. Однако появление в настоящее время больших интегральных схем (БИС) с высокой степенью интеграции, а также быстроедействующих интегральных схем цифроаналогового преобразования в значительной степени нейтрализуют указанные недостатки. По-видимому, можно считать, что уже при числе каналов более 16 построение анализаторов с помощью этого способа предпочтительнее.

В соответствии с рассмотренной в § 2.1 классификацией спектрометры энергий отличаются методами выделения спектра энергий из многомерной функции плотности $p(E, \theta, \varphi, j)$. Селекция частиц по направлениям осуществляется с помощью коллиматоров. Если чувствительный объем детектора открыт для воздействия на него частиц или квантов, падающих под любыми углами (такой детектор называют всенаправленным),

то спектрометр относится к виду с интегрированием по углам (см. табл. 3). Спектрометры этого типа используют на практике редко и главным образом для мониторингирования или нормировки результатов измерения других приборов. В большинстве случаев используют спектрометры с селекцией частиц по направлениям. Чувствительный объем детекторов в таких спектрометрах окружают защитой, рассчитанной так, чтобы затормозить частицы или кванты из измеряемого диапазона энергий, и оставляют доступ для них лишь в относительно узком телесном угле $\Delta\Omega$, определяемом параметрами коллиматора (связь $\Delta\Omega$ с этими параметрами будет рассмотрена в § 2.5).

Если анализатор обрабатывает любой сигнал, поступающий от усилителя-преобразователя, то спектрометр при измерении энергетического распределения осуществляет интегрирование по видовым параметрам: массам и зарядам (см. табл. 3). Для измерения спектров энергий частиц или квантов определенного вида в состав спектрометра вводят устройства видовой (массо-зарядовой) идентификации — селекторы или дискриминаторы (см. рис. 9). Селектор на основе анализа особенностей сигнала или нескольких сигналов, поступающих от детектора, вырабатывает нормализованный импульс, если детектором зарегистрирована частица вида j , спектр которого измеряется. Этот импульс разрешает регистрацию сигнала в соответствующий счетчик (или ячейку памяти) анализатора. Дискриминатор, наоборот, срабатывает при обнаружении частиц с видовыми параметрами, отличными от параметров частиц, спектр которых измеряется. Выходной импульс дискриминатора блокирует счетчик или ЗУПВ. Выбор селектора или дискриминатора зависит от особенностей детектора и используемой схемы видовой идентификации. Принципы построения этих устройств будут рассмотрены в § 2.4.

§ 2.3. Принципы спектрометрии частиц низкой энергии

Спектрометры заряженных и нейтральных частиц, а также квантов рентгеновского излучения могут быть основаны на преобразовании энергии частиц или квантов в функционально связанные с ней параметры движения и на последующем анализе этих параметров. К таким устройствам относятся:

а) спектрометры заряженных частиц с тормозящим электрическим полем, в которых в зависимости от соотношения между параметром E/q частицы и потенциалом торможения U_t частицы проходят или не проходят на детектирующий элемент;

б) спектрометры заряженных частиц с отклонением их в электрическом или магнитном поле, в которых существует связь между координатой частицы на выходе отклоняющей системы и ее параметрами E , q , m , или при данном напряжении в от-

клоняющей электростатической системе $U_{э.а.}$, или напряженности магнитного поля H в отклоняющей магнитной системе на детектирующий элемент проходят только частицы определенного вида и с определенной энергией E ;

в) спектрометры нейтральных и заряженных частиц, в которых от энергии частицы E , а также ее массы m зависит время пролета базового расстояния L (спектрометры с анализом времени пролета);

г) спектрометры квантов рентгеновского излучения, использующие явление их дифракции на кристаллической решетке, в которых угол отражения функционально связан с энергией квантов.

В перечисленных спектрометрах заряженных частиц параметры движения: координаты частицы на выходе отклоняющей системы, время пробега базового расстояния, радиус поворота частиц в отклоняющих системах и другие — зависят не только от энергии E , но и от таких параметров частиц, как заряда q , а в некоторых устройствах как масса m . Поэтому эти спектрометры являются энергетическими лишь для потока частиц, однородных по виду (с равными q , а иногда и с m).

Определение характеристик таких устройств основано, как правило, на расчете траектории частиц различной энергии E и направленных относительно плоскости входного окна анализатора под разными углами α . В частности, так можно рассчитать энергетическое разрешение анализаторов: вычислены граничные траектории частиц для энергий $E_{\min}$ и $E_{\max}$ (если это разрешение определяется соприкосновением частиц со стенками анализаторов) или определен коэффициент преобразования энергии частиц в отклонение K_{ex} , позволяющий по размеру входного окна детектирующего элемента D рассчитать энергетическое разрешение $\Delta E = DK_{ex}$.

Многие из рассмотренных далее отклоняющих систем обладают фокусирующими свойствами, т. е. способностью собирать вблизи какой-либо точки, лежащей на траектории частиц с энергией E и углом $\alpha=0$ (фокуса), также частицы, влетающие в анализатор под некоторым углом α . Для оценки эффективности фокусировки пучка моноэнергетических частиц по углу α используют параметр δ — уширения в фокусе пучка частиц, испускаемых точечным источником или проходящих через бесконечно тонкую щель на входе (такое уширение пучка на выходе отклоняющей системы называют также сферической аберрацией). Фокусировку в плоскости поворота частиц называют радиальной, а в плоскости, параллельной оси поворота, — аксиальной.

В соответствии с определением фокусировки по углу для ее осуществления в идеальном случае необходимо, чтобы все производные по углу α от параметра ξ , характеризующего положение пучка на выходе, должны быть равны нулю. Реально,

различают фокусировку первого порядка, при которой $d\xi/d\alpha=0$, но $d^2\xi/d\alpha^2 \neq 0$, и фокусировку второго порядка, при которой $d\xi/d\alpha = d^2\xi/d\alpha^2 = 0$.

В общем случае фокусы радиальной и аксиальной фокусировок могут не совпадать (астигматическая фокусировка); если эти фокусы совпадают, фокусировку называют стигматической.

Для описания устройств с поворотом траекторий частиц часто используют такую характеристику, как дисперсия по энергии, под которой понимают расстояние между средними траекториями двух пучков частиц с разными энергиями. Дисперсию измеряют вдоль линии фокусов или по касательной к ней.

Спектрометры с тормозящим электростатическим полем. В блоках детектирования спектрометров, реализующих этот метод, перед детектирующим элементом ДЭ располагают дополнительную сетку С, на которую подают напряжение U_T , и диафрагму ДФ, определяющую площадь входного окна блока и угол поля зрения (рис. 10). Созданное электростатическое поле оказывается достаточным для торможения частиц одного знака с энергией, меньшей пороговой E_0 ; частицы с энергией, большей E_0 , попадают на детектирующий элемент. В идеальном случае $E_0 = qU_T$; последовательно изменяя напряжение U_T на сетке С можно определить плотности потока частиц с зарядом q , энергия которых превосходит выбранные значения E_0 .

Для того чтобы получить дифференциальное распределение частиц с шириной канала ΔE , необходимо на каждой ступени провести измерения дважды: при напряжении $U_T - 0,5 \Delta U$ и $U_T + 0,5 \Delta U$ — и определить разность в регистрируемых плотностях потока $\Phi[E \geq q(U_T - 0,5 \Delta U)] - \Phi[E \geq q(U_T + 0,5 \Delta U)]$. При использовании дискретных детекторов (счетчиков заряженных частиц) можно применять разностные измерители числа импульсов и изменять режим их работы (складывать или вычитать поступающие импульсы) синхронно с изменением добавочного напряжения (с $-\Delta U/2$ на $+\Delta U/2$). Если используют коллекторы заряженных частиц, то обычно применяют модуляцию тормозящего напряжения U_T дополнительным напряжением амплитудой $\Delta U/2$ с формой квадратной волны; в цепи коллектора возникает переменная компонента тока, пропорциональная по величине плотности потока частиц в энергетическом диапазоне от $q(U_T - 0,5 \Delta U)$ до $q(U_T + 0,5 \Delta U)$.

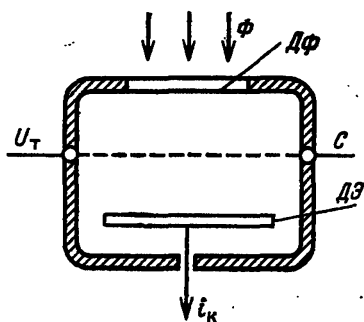


Рис. 10. Анализатор с тормозящим полем

Порог пропускания по энергии равен qU_T , а ширина канала — $q\Delta U$ только для потока частиц, направленного вдоль оси детектора (перпендикулярно плоскости сетки С). Если же частицы входят в детектор под углом α относительно нормали к тормозящей сетке, электрический отбор происходит по нормальной компоненте скорости. При напряжении U_T пороговая энергия частиц составляет $qU_T/\cos^2\alpha$, а напряжению модуляции с амплитудой $\Delta U/2$ соответствует ширина канала $q\Delta U/\cos^2\alpha$. Это обстоятельство оказывается существенным в детекторах с широким углом поля зрения при измерении энергии частиц в изотропном потоке.

Спектрометры с электростатическими отклоняющими устройствами. В спектрометрах с отклонением частиц электростатическим полем используют системы различной конфигурации: с плоскими параллельными, а также расходящимися под некоторым углом пластинами, с цилиндрическими и сферическими коаксиальными пластинами и др. Во всех этих системах траектории заряженных частиц искривляются под действием поперечного электрического поля. Отклонение траекторий от направления первоначального движения частиц зависит для данной напряженности электрического поля от энергии этих частиц E . В некоторых анализирующих системах происходит преобразование энергии в величину отклонения траектории от первоначального направления потока; энергетическое распределение в этом случае измеряют параллельно несколькими детектирующими элементами, размещенными на выходе электростатического анализатора и фиксирующими попадание частиц в тот или иной участок пространства. Однако большинство используемых устройств основано на применении криволинейных анализирующих систем и на отборе частиц определенной энергии E , способных пройти через эту систему при напряжении на пластинах $U_{э.а}$; энергетическое распределение частиц определяют последовательно, изменяя напряжение $U_{э.а}$ и регистрируя число частиц, прошедших через анализирующую систему, при каждом значении $U_{э.а}$.

Отклонение частиц полем плоского конденсатора. На частицы с зарядом q , попадающие в поле плоского конденсатора с напряженностью $\mathcal{E}$, действует сила, создающая ускорение $q\mathcal{E}/m$ и отклоняющая направление движения частицы от первоначального на

$$\Delta y = q\mathcal{E}l^2/(2m) = qU_{э.а} l^2/(4dE), \quad (2.77)$$

где l — длина пластин; d — расстояние между ними, а $U_{э.а}$ — приложенное напряжение. При $\Delta y \ll l$ угол отклонения пучка на выходе системы

$$\theta = 2U_{э.а} l/(2Ed). \quad (2.78)$$

Для учета поля рассеяния в выражения (2.77) и (2.78) вместо значений l следует подставить $l = (d/\pi)[1 - \ln(d/2\pi l)]$.

Помимо системы, образованной параллельными отклоняющими пластинами, могут быть использованы системы с расходящимися пластинами. Зависимость напряженности поля $\mathcal{E}$ от координаты x несколько усложняет расчет траекторий частиц, однако для простейших случаев могут быть получены аналитические выражения, связывающие энергию частиц E , их другие параметры q , t , значение отклонения Δy и параметры, характеризующие геометрию отклоняющей системы. На выходе устройств с расходящимися пластинами можно разместить большее число детекторов, поэтому они могут оказаться практически полезными.

Электростатический анализатор типа «зеркала». Заряженные частицы, попадающие под углом θ в поле плоского конденсатора через щель s_0 в нижней пластине, опишут в этом поле параболическую траекторию и выйдут из такой системы также под углом θ к плоскости пластины (рис. 11, а); из-за равенства

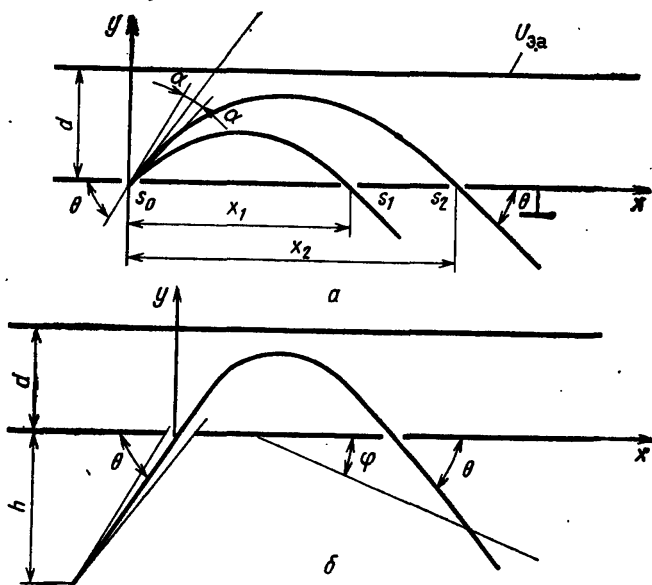


Рис. 11. Анализатор типа «зеркала» с фокусировкой частиц в плоскости нижней пластины (а) и вне этой плоскости (б)

углов падения и отражения эти устройства называют анализаторами типа «зеркала». Расстояние x_i между местами входа и выхода частиц зависит от их энергии E_i , расстояния между пластинами d и приложенного к пластинам напряжения $U_{в.а.}$:

$$x_i = 2dE_i \sin 2\theta / (qU_{в.а.}). \quad (2.79)$$

Если в нижней пластине выполнить диафрагму s_1 , параллельную входной щели и отстоящую от нее на расстоянии x_1 , то через нее пройдут частицы с энергией $E_i \pm \Delta E$, где $E_i = x_1 q U_{э.а} / (2d \sin 2\theta)$.

Коэффициент преобразования энергии пучков частиц в расстояние между местами попадания их в нижнюю пластину и, следовательно, пространственное разрешение частиц разной энергии зависят от угла θ . Он максимален при $\theta = 45^\circ$, тогда $x_1 = 2dE_i / (qU_{э.а})$. Увеличение или уменьшение угла θ относительно 45° , например, на 2, 5 и 10° , приводит к сокращению расстояния x_1 на 0,25, 1,5 и 6% соответственно.

Частицы описывают параболическую траекторию и возвращаются на нижнюю пластину, если только в середине пути они не попадают на верхнюю пластину. Это создает ограничение расстояния d , которое при $\theta = 45^\circ$ должно быть не менее $x_{\text{макс}}/4$. Следовательно, $U_{э.а} \geq E_{\text{макс}} / (2q)$.

Если во входную щель малой ширины поступают частицы энергии E_0 , расходящиеся под некоторыми углами $\pm \alpha$, то на выходе системы пучок фокусируется. Ширина пучка у нижней пластины при $\theta = \pi/4$ зависит от угла α так же, как $\delta_i \approx 2\alpha^2 x_i$ [31].

Реально, пучок заряженных частиц поступает в анализатор и выходит из него через щели, имеющие не бесконечно малую, а конечную ширину, что определяет энергетическое разрешение системы. Поскольку $dE/E = dx/x$, для параллельного потока частиц $\Delta E/E = (s_0 + s_i)/x_i$. Если пучок расходится под углом α , то при $\theta = 45$ [32]:

$$\left. \begin{aligned} E_i^{\text{мин}} &= [x_i + (s_0 + s_i) 0,5] q U_{э.а} / [2d \sin (\pi/2 + 2\alpha)]; \\ E_i^{\text{макс}} &= [x_i - (s_0 + s_i) 0,5] q U_{э.а} / (2d \sin \pi/2). \end{aligned} \right\} \quad (2.80)$$

и

$$\begin{aligned} \Delta E/E_i &= (E_i^{\text{макс}} - E_i^{\text{мин}})/E_i = [(s_0 + s_i)/2x_i] - (1 + \sec 2\alpha) - \\ &\quad - (1 - \sec 2\alpha). \end{aligned} \quad (2.81)$$

Устройство с параллельными пластинами и фокусировкой на нижней пластине пучка ионов, влетающих в него под углом $\theta = 45^\circ$, — это частный случай фокусирующей системы типа «зеркала». На основании анализа свойств такого устройства было показано [33], что если детектор можно расположить на произвольном расстоянии относительно нижней пластины, то фокусировка достигается при различных углах θ . Фокальные плоскости в этом случае проходят под некоторым углом φ к плоскостям пластин (см. рис. 11, б), и условие фокусировки (т. е. $dx/d\theta = 0$) можно представить в виде

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \theta \cos 2\theta / (1 + \cos 2\theta). \quad (2.82)$$

При $\theta=45^\circ$ $\alpha=0$, т. е. фокусировка происходит в плоскости, совпадающей с нижней пластиной; при $\theta>45^\circ$ фокальная плоскость находится в пространстве между пластинами, а при $\theta<45^\circ$ — в пространстве вне пластин.

Ширина пучка в фокусе для бесконечно тонкой щели вследствие угловой аберрации зависит от угла θ . При угле $\theta=30^\circ$ достигается фокусировка второго порядка, при которой угловая аберрация пропорциональна α^3 . Это позволяет значительно улучшить электронно-оптические свойства системы. Расчеты показали, что если при $\theta=45^\circ$ $\delta=2x_i(\alpha^2-2\alpha^3/3)$, то при $\theta=30^\circ$ $\delta=-4\alpha^3$, что значительно уменьшает ширину пучка при углах α уже в несколько градусов. Перейдя от значений δ/x_i к $\Delta E/E$, можно получить для $\theta=45^\circ$ $\Delta E/E=1,4 \alpha^2$, тогда как для $\theta=30^\circ$ $\Delta E/E=1,6 \alpha^3$.

При $\theta=30^\circ$ для узкой входной щели уравнение фокальной плоскости выразится как $x=3\sqrt{3}(h+y)$. Координата $x=3\sqrt{3}h$ при $y=0$ определяет минимальное значение энергии селективируемых частиц $E_{\min}$, а динамический диапазон по энергии зависит от $x_{\max}$, т. е.

$$E_{\max}/E_{\min} = x_{\max}/(3\sqrt{3}h). \quad (2.83)$$

Цилиндрический электростатический анализатор. Для выделения из потока частиц, обладающих определенной энергией E , чаще всего применяют электростатические устройства с аксиальной симметрией поля (в цилиндрической системе координат потенциал не зависит от угла поворота ϕ). Одно из таких устройств — анализатор с цилиндрическими пластинами, имеющий общую ось вращения (симметрии).

Отклоняющее поле создается между двумя пластинами с радиусами R_1 и R_2 , расстояние между пластинами $d=R_2-R_1$ (рис. 12, а). Для простоты предполагают, что однородное электрическое поле, направленное перпендикулярно поверхности пластин, существует только между пластинами и уменьшается скачком до нуля на их границах, т. е. пренебрегают краевым эффектом. Такая идеализация допустима при $d \ll R_1, R_2$.

Для того чтобы частица, попавшая в такое поле, двигалась по радиусу r , необходимо равенство силы, действующей на нее со стороны поля $F=q\mathcal{E}(r)$, и центробежной силы mv^2/r ; отсюда необходимо, чтобы $2E/r=q\mathcal{E}(r)$. В цилиндрическом конденсаторе $\mathcal{E}(r)=U_{a.a}/[r \ln(R_2/R_1)]$ и $E/q=U_{a.a}/[2 \ln(R_2/R_1)]$. Следовательно, напряжение между обкладками конденсатора $U_{a.a}$ и отношение радиусов пластин определяют энергию частиц, проходящих по радиусу r , если они падают перпендикулярно плоскости входного окна. При малом расстоянии между пластинами $R_2/R_1 \approx 1+d/R_0$, где $R_0=(R_1+R_2)/2$. Тогда $E_0/q \approx U_{a.a}/(2d/R_0)$ и условие прохождения частиц через цилиндрический анализатор выразится как

$$qU_{a.a}/E_0 \approx 2d/R_0. \quad (2.84)$$

Цилиндрическая отклоняющая система фокусирует расходящийся пучок частиц, который проходит через узкую щель на входе системы. Рассмотрим траекторию такой частицы, находящейся в начальный момент времени ($t=0$) в точке A и имеющей скорость $v_0 = \sqrt{Fr/m}$, направленную вдоль окружности. В поляр-

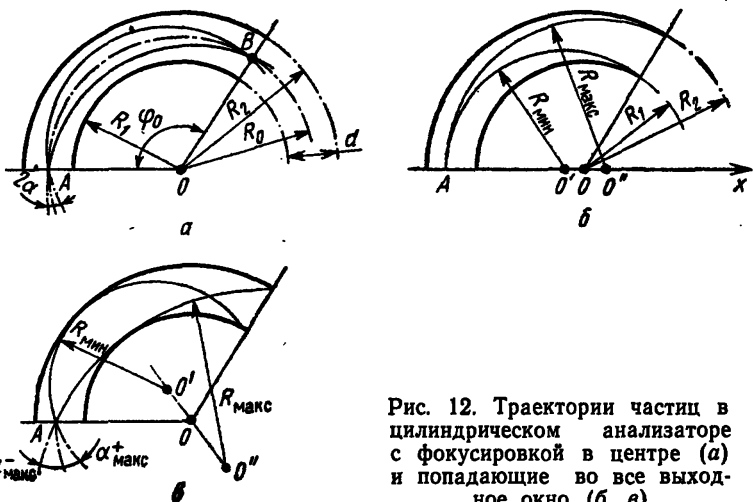


Рис. 12. Траектории частиц в цилиндрическом анализаторе с фокусировкой в центре (а) и попадающие во все выходное окно (б, в)

ных координатах уравнения движения частицы в поле цилиндрического конденсатора имеют вид [34]

$$r^2 \ddot{\varphi} = \text{const} \quad \text{и} \quad \ddot{r} - r \dot{\varphi}^2 = -F/m. \quad (2.85)$$

Полагая $r = R_0 + \xi$, после преобразований получаем

$$\ddot{\xi} = -(2F/mR_0) \xi. \quad (2.86)$$

Отсюда $\xi = \xi_{\text{макс}} \sin(\sqrt{2F/mR_0} t)$. В первом приближении $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0$ и $\varphi = \sqrt{F/mR_0} t$, поэтому уравнение траектории имеет вид $\xi = \xi_{\text{макс}} \sin(\sqrt{2} \varphi)$. Угол φ отсчитывается от линии OA . Значение $\xi_{\text{макс}}$ можно найти из начальных условий $\xi = \alpha R_0 \varphi$, где α — угол направления движения частицы относительно касательной к радиусу R_0 . Следовательно, $\xi_{\text{макс}} = \alpha R_0 / \sqrt{2}$ и

$$\xi = (\alpha R_0 / \sqrt{2}) \sin(\sqrt{2} \varphi). \quad (2.87)$$

Эта зависимость отражает фокусирующие свойства поля цилиндрического конденсатора. Пучок частиц, исходящий из точки A , фокусируется в точке B после поворота на угол, равный $\pi/2$ (т. е. на угол $127,3^\circ$), а параллельный пучок, входящий в цилиндрический конденсатор, фокусируется после поворота на угол $\pi/(2\sqrt{2})$, т. е. на $63,6^\circ$.

Важная характеристика рассматриваемых систем — отношение числа частиц на выходе устройства к числу частиц, попадающих на его вход, называется функцией пропускания. Эта величина является функцией точки попадания частиц во входное окно, энергии частицы и направленности движения (угла между вектором скорости и нормалью к плоскости входного окна).

Если на вход анализатора попадает узкий пучок частиц с равномерным энергетическим распределением, направленных перпендикулярно плоскости входного окна, то из-за конечного расстояния между пластинами d через цилиндрический анализатор проходят частицы не только с энергией E_0 , движущиеся по радиусу R_0 , но и с энергией, лежащей в пределах от $E_{\max} = E_0 + \Delta E$ до $E_{\min} = E_0 - \Delta E$. Значение ΔE определяет энергетический диапазон частиц, пропускаемых отклоняющей системой, т. е. энергетическое разрешение анализатора. Эллиптические траектории этих частиц можно приближенно представить как круговые с центрами окружностей, лежащими на оси x по обе стороны от точки O (см. рис. 12, б). Траектории частиц с предельными энергиями $E_{\max}$ и $E_{\min}$ соответствуют радиусам $R'_{\min}$ и $R'_{\max}$, определяемым следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} R'_{\min} &= R_1 - (d \cos \varphi_0) / [2(1 - \cos \varphi_0)]; \\ R'_{\max} &= R_2 + (d \cos \varphi_0) / [2(1 - \cos \varphi_0)]. \end{aligned} \right\} \quad (2.88)$$

Область пропускания анализатора по энергии

$$\begin{aligned} E_{\max} - E_{\min} &= 2\Delta E = (qU_{э.а.}/2d) (R'_{\max} - R'_{\min}) = \\ &= qU_{э.а.}/[2(1 - \cos \varphi_0)]. \end{aligned} \quad (2.89)$$

Для $\varphi_0 = \pi/\sqrt{2}$ $2\Delta E = 0,312qU_{э.а.}$, а для $\varphi_0 = \pi/2$ $2\Delta E = 0,5qU_{э.а.}$

Если такой же пучок частиц попадает не в центр входного окна, а в любую точку, отстоящую от центра на расстояние b (причем $-0,5d \leq b \leq 0,5d$; случай $b = 0,5d$ соответствует попаданию частиц на внутреннюю, а $b = -0,5d$ — на внешнюю пластину анализатора), то значения $R'_{\min}$ и $R'_{\max}$ определяются как

$$\left. \begin{aligned} R'_{\min} &= R_1 + (0,5d - b) \cos \varphi_0 / (1 - \cos \varphi_0); \\ R'_{\max} &= R_2 + (0,5d + b) \cos \varphi_0 / (1 - \cos \varphi_0). \end{aligned} \right\} \quad (2.90)$$

И в этом случае $R'_{\max} - R'_{\min} = d \cos \varphi_0 / (1 - \cos \varphi_0)$, т. е. область пропускания анализатора от энергии не зависит от расстояния b .

Функция пропускания анализатора по энергии для параллельного пучка частиц с равномерным энергетическим распределением, следовательно, представляется в виде прямоугольни-

ка с шириной оси энергии $2\Delta E$. Относительная ширина зоны пропускания является

$$2\Delta E/E = d/[R_0(1 - \cos \varphi_0)]. \quad (2.91)$$

Для $\varphi_0 = \pi/2$ ширина этой зоны равна $d/1,6 R_0$, а для $\varphi_0 = \pi/2 - d/R_0$

Если на вход анализатора поступает узкий расходящийся пучок моноэнергетических частиц, то на выход устройства пройдут те частицы, траектории которых не касаются внутренней или внешней пластины, т. е. у которых угол между направлением движения и нормалью к плоскости входного окна лежит в пределах от $\alpha_{\text{макс}}^+$ до $\alpha_{\text{макс}}^-$. При $d \ll R_0$ траектории частиц и в этом случае могут быть заменены окружностями, центры которых располагаются между точками O' и O'' (см. рис. 12, в). Значения предельных углов пропускания анализатора связаны с параметрами устройства следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{макс}}^+ &= \arcsin \frac{d}{2} \frac{\sin \varphi_0/2}{R_2(1 - \cos \varphi_0/2) - d/2}; \\ \alpha_{\text{макс}}^- &= \arcsin \frac{d}{2} \frac{\sin \varphi_0/2}{R_1(1 - \cos \varphi_0/2) + d/2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.92)$$

При $d \ll R_0$ и, следовательно, малых α :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{макс}}^+ &\approx (d \operatorname{ctg} \varphi_0/4)/2R_2; \\ \alpha_{\text{макс}}^- &\approx (d \operatorname{ctg} \varphi_0/4)/2R_1. \end{aligned} \right\} \quad (2.93)$$

Область пропускания анализатора по углам $\Delta\alpha = \alpha_{\text{макс}}^+ + \alpha_{\text{макс}}^-$ составляет

$$\Delta\alpha \approx (d \operatorname{ctg} \varphi_0/4)/R_0. \quad (2.94)$$

Можно показать, что величина $\Delta\alpha$ не зависит от точки попадания частицы во входное окно анализатора. Для $\varphi_0 = \pi/\sqrt{2}$ $\Delta\alpha \approx 1,6 d/R_0$, а для $\varphi_0 = \pi/2$ $\Delta\alpha \approx 2,4 d/R_0$.

Конечная высота пластин анализатора h ограничивает область пропускания по углам β в вертикальной плоскости. Для точки падения пучка во входное окно устройства с координатой z_0 (отсчитываемой от одного из краев пластин) область пропускания анализатора $\Delta\beta$ определяется граничными углами:

$$\left. \begin{aligned} \beta_{\text{макс}}^- &= [\arcsin (h - z_0)/r\varphi_0]; \\ \beta_{\text{макс}}^+ &= (\arcsin z_0)/r\varphi_0. \end{aligned} \right\} \quad (2.95)$$

Для случая $h \ll r\varphi_0$ можно записать

$$\beta_{\text{макс}}^- \approx (h - z_0)/r\varphi_0; \quad \beta_{\text{макс}}^+ \approx z_0/r\varphi_0. \quad (2.96)$$

Отсюда область пропускания равна

$$\Delta\beta = \beta_{\text{макс}}^+ + \beta_{\text{макс}}^- \approx h/\tilde{R}_0\phi_0, \quad (2.97)$$

т. е. не зависит от точки попадания частицы во входное окно.

Если частица попадает в анализатор под углом β , то эффективное значение энергии E' , определяющее траекторию частицы в плоскости поворота, равно $E \cos^2 \beta$. Это влияет на верхнюю границу области пропускания по энергии, и значение ΔE возрастает на $qU_{\text{в.а}} \sin^2 \Delta\beta$.

Реально пучок частиц поступает не в точку на входном окне, а действует на значительный участок или на все окно. В этом случае функции пропускания анализатора получают суперпозицией функций, вычисленных для различных точек попадания пучка. Так, например, функцию пропускания анализатора для однонаправленного широкого пучка частиц с равномерным энергетическим распределением можно получить, интегрируя функции пропускания для узкого пучка по площади входного окна. Вычисления дают трапецию с нижним основанием $qU_{\text{в.а}}/2$ и верхним $qU_{\text{в.а}}(1+\cos\phi_0)/2(1-\cos\phi_0)$. При $\phi_0=\pi$ трапеция вырождается в треугольник, при $\phi_0=\pi/2$ — в прямоугольник, а при $\phi_0=\pi/2$ верхнее основание трапеции составляет 0,245 от нижнего.

Энергетическое разрешение анализатора, определяемое отношением полусуммы оснований трапеции функции пропускания к энергии E_0 , равно $d/[R_0(1-\cos\phi_0)]$. Оно зависит от угла ϕ_0 и составляет для $\phi_0=\pi/\sqrt{2}$ $d/1,6 R_0$, для $\phi_0=\pi/2$ d/R_0 и для $\phi_0=\pi$ $d/2 R_0$. Учет углов $\Delta\beta$ увеличивает энергетическое разрешение на $[(R_0+0,5 d) \operatorname{tg}^2 \Delta\beta]/2 R_0$.

Для широкого изотропного пучка моноэнергетических частиц пределы углов пропускания $\alpha_{\text{макс}}^+$ и $\alpha_{\text{макс}}^-$ приближенно равны $d/2 R_0$ и $\Delta\alpha \approx d/R_0$.

Наличие отклонения в вертикальной плоскости увеличивает область пропускания по углам α для широкого изотропного пучка моноэнергетических частиц:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{макс}}^- &= d/2R_0; \quad \alpha_{\text{макс}}^+ = (R_2 - R_0 \cos^2 \Delta\beta)/(R_0 \cos^2 \Delta\beta); \\ \Delta\alpha &= (R_2 - R_1 \cos^2 \Delta\beta)/(R_0 \cos^2 \Delta\beta). \end{aligned} \right\} \quad (2.98)$$

Для изотропного пучка частиц с равномерным энергетическим распределением функцию пропускания можно представить лишь трехмерной картиной (рис. 13). Для каждого значения энергии E можно найти зависимость коэффициента пропускания от направления частиц (угла α). Семейство таких кривых определяет поверхность — результирующую функцию. Предельные углы α в этом случае определяются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{макс}}^+ &\approx d \sin 0,5\phi_0/(R_1 - R_2 \cos 0,5\phi_0); \\ \alpha_{\text{макс}}^- &\approx d \sin 0,5\phi_0/(R_2 - R_1 \cos 0,5\phi_0), \end{aligned} \right\} \quad (2.99)$$

а область пропускания по углам равна

$$\Delta\alpha \approx [0,5d \operatorname{ctg}(\varphi_0/4)]/R_0. \quad (2.100)$$

Более детальное рассмотрение траекторий частиц в цилиндрическом анализаторе и вывод приведенных формул даны в работах [35, 36].

Отношение числа частиц, прошедших через анализатор, к числу частиц в потоке, действующем на входное окно, называют энергогеометрическим коэффициентом F . Расчет его требует детального знания угловых и энергетических функций пропускания анализатора. Если такие данные имеются, то коэффициент

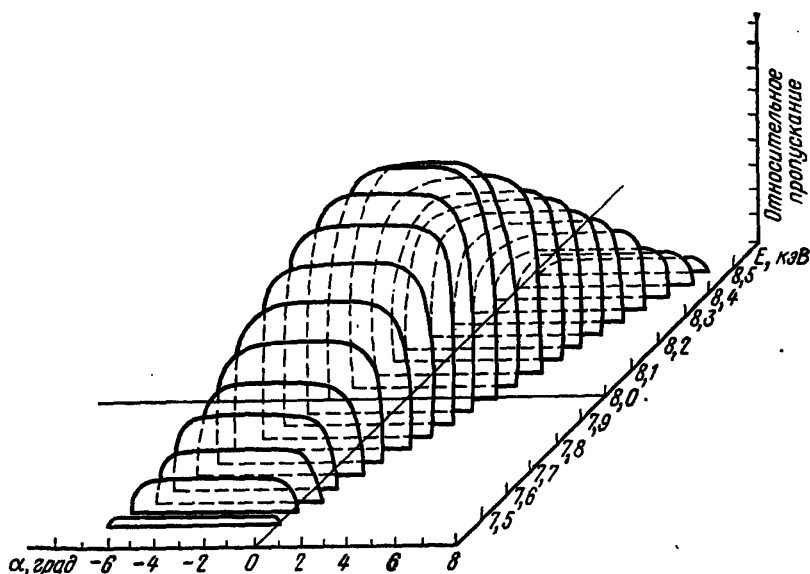


Рис. 13. Энерго-угловая функция пропускания цилиндрического анализатора

F можно получить интегрированием трехмерной функции пропускания $G_{\alpha\beta E}$ для всех значений α , β и E в пределах областей пропускания устройства. Энергогеометрический коэффициент $F = G_{\alpha\beta E} \Delta\alpha\Delta\beta\Delta E$ выражается обычно в квадратных сантиметрах —стерадиан — килоэлектронвольтах.

Сферический электростатический анализатор в отличие от цилиндрического производит двойную фокусировку прошедших через него частиц (по двум направлениям), благодаря чему обладает большим геометрическим коэффициентом. Электроды анализатора представляют собой часть концентрических сфер с радиусами R_1 и R_2 ($R_2 - R_1 = d$). Напряжение $U_{a.a.}$, приложенное между электродами, создает в сферическом конденсаторе

электростатическое поле с напряженностью $\mathcal{E} = U_{\text{э.а}} R_1 R_2 / [r^2 (R_2 - R_1)]$, где r — текущее значение радиуса.

Поведение заряженной частицы, попавшей в поле сферического анализатора, сходно с движением частицы в цилиндрическом устройстве. Аналогично выражению (2.85) описываются уравнения движения частиц и близкие закономерности, полученные из решения этих уравнений [37, 38]. Движение частиц по среднему радиусу $R_0 = 2R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ происходит при равенстве силы, действующей на нее со стороны поля $q \mathcal{E}(r)$, и центробежной силы $2E/R_0$, т. е.

$$q U_{\text{э.а}} / E_0 \approx 2d / [(R_1 + R_2)/2]. \quad (2.101)$$

При $d \ll (R_1, R_2)$ $R_0 = (R_1 + R_2)/2$ и $q U_{\text{э.а}} / E_0 \approx 2d/R_0$.

Так же как в цилиндрическом, в сферическом анализаторе пропускание частиц является функцией расположения точки падения частицы во входном окне, ее энергии E , угла направленности α между вектором начальной скорости v_0 и касательной к радиусу R_0 , а также геометрии устройства (R_1, R_2 , угла φ_0) и напряжения $U_{\text{э.а}}$. При повороте частиц с энергией E_0 на угол $\varphi_0 = \pi$ сферический анализатор собирает их вблизи фокуса; для точечного источника уширение пучка частиц, имеющих разброс направленности в пределах $\pm \alpha$, равно $2R_0 \alpha^2$, т. е. устройство осуществляет фокусировку первого порядка.

Для случая $\varphi_0 = \pi$ характеристики сферического анализатора рассчитаны наиболее детально (см., например [39]). Такое устройство называют полусферическим анализатором; при $d \ll R_1, R_2$ траектории частиц, прошедших через пластины, могут быть аппроксимированы окружностями, положение центров которых зависит от угла α и отклонения энергии E от значения E_0 (изменение угла падения приводит к смещению центра окружности, описывающей траекторию, перпендикулярно диаметру, а изменение энергии — к смещению центра вдоль диаметра).

Для узкого пучка моноэнергетических частиц пределы пропускания по углу α ($\Delta \alpha_{\text{макс}}^+ + \Delta \alpha_{\text{мин}}^-$) не зависят от точки попадания пучка во входное окно S_a . Функцию пропускания анализатора для широкого пучка частиц, облучающего все окно, определяют интегрированием функции пропускания для узкого пучка по площади S_a и $\Delta \alpha = d/R_0$. Аналогично не зависит от точки попадания узкого направленного пучка частиц разрешение по энергии $\Delta E/E$. Интегрирование по площади S_a функции пропускания для узкого пучка дает функцию пропускания направленного широкого пучка частиц, при равномерном энергетическом распределении $\Delta E/E \approx d/(2R_0)$.

В общем виде может быть получена трехмерная функция пропускания анализатора для всех значений углов и энергий; интегрирование этой функции дает значение энергогеометрического коэффициента F [39]. Функцию пропускания можно пред-

ставить трехмерной картиной, аналогичной приведенной на рис. 13.

Если в сферическом анализаторе происходит поворот частиц на угол $\varphi < \pi$, то в меридиональном сечении фокусируется пучок, проходящий через узкую диафрагму на расстоянии l_1 и собирающийся вблизи точки на расстоянии l_2 от края пластин. Центры диафрагмы, кривизна электродов и точка фокусировки лежат на одной прямой (в соответствии с правилом Барбера $\lambda + \varphi_0 + \gamma = \pi$, где λ — угол между передней границей поля и прямой, соединяющей диафрагму с центром кривизны электродов, а γ — угол между задней границей поля и прямой, соединяющей точку фокусировки с центром кривизны). Энергетическое разрешение в этом случае $\Delta E/E \approx d/[R_0(1 - \cos \varphi_0)]$.

Детальные расчеты электронно-оптических характеристик сферических анализаторов при $\varphi_0 \neq \pi$ приведены в работе [40].

Анализатор с поперечным магнитным полем. Пространственное разделение по энергии потока частиц, однородного по виду (m, q), достигается при движении этих частиц в поперечном магнитном поле. В поле H заряженная частица под действием силы Лоренца $F = q[vH]$ движется по криволинейной траектории. Если поле однородно, то равенство силы F и центробежной силы mv^2/r определяет радиус движения (так называемый ларморовский радиус):

$$r_L = mv/(qH) = \sqrt{2mE}/(qH). \quad (2.102)$$

Для нерелятивистских электронов $r_L \approx 82,5 \sqrt{E}/H$, а для протонов и α -частиц $r_L \approx 3350 \sqrt{E}/H$, где E — энергия частиц, кэВ; H — напряженность магнитного поля, А/м; r — радиус, м.

Если протяженность магнитного поля велика по сравнению с радиусом r_L , то частица, влетающая в поле перпендикулярно его границе, поворачивается на 180° и вылетает из поля (рис. 14, а). Частицы с энергией E_1 и E_2 , движущиеся по радиусам R_1 и R_2 , попадают на границе поля в точки, отстоящие друг от друга на расстоянии $\delta = 2(R_2 - R_1)$. Связь между изменением радиуса поворота и энергией частицы можно получить логарифмированием и последующим дифференцированием выражения для r , т. е. $dE/E = 2dr/r$ и $\Delta E/E \approx \delta/R_0$, где $R_0 = (R_1 + R_2)/2$.

В поле симметричного секторного магнита с $\varphi < 180^\circ$ пучок частиц поворачивается на угол φ . Расстояние δ между траекториями частиц, повернутых по радиусам R_1 и R_2 и достигших точек B и B' на прямой AO , приближенно равно $\Delta R[1 + \sqrt{(l_2^2 + R_0^2)/(l_1^2 + R_0^2)}]$, где $\Delta R = R_2 - R_1$. При $l_1 = l_2 = l$ $\delta = 2\Delta R$, т. е. совпадает с аналогичным значением для устройства с полукруговым поворотом частиц.

Поперечное магнитное поле фокусирует моноэнергетический поток частиц, несколько расходящихся по направлению и ис-

пускаемых из одной точки A . Для частиц, поворачиваемых на 180° , это следует из рассмотрения траекторий, показанных на рис. 14, в. Ширину пучка частиц, вылетающих из точки A , расходящихся под некоторым углом α и собираемых вблизи точки B , определим как $\delta' = OA - OB = 2r(1 - \cos\alpha) = 4r \sin^2(\alpha/2)$. Для малых углов α $\delta' \approx r\alpha^2$.

При повороте частиц секторным магнитом их фокусировка по направлению происходит при выполнении следующего условия (см. рис. 14, г):

$$R_0 \sin \varphi + l_1 \cos \varphi + l_2 [\cos \varphi - (l_1 \sin \varphi)/r] = 0. \quad (2.103)$$

Для фокусировки необходимо, чтобы точки A , O и B лежали на одной прямой и $\varphi + \lambda + \gamma = \pi$. При $l_1 = l_2 = l$ $l = R_0(\operatorname{ctg} \varphi - \cos \varphi)$.

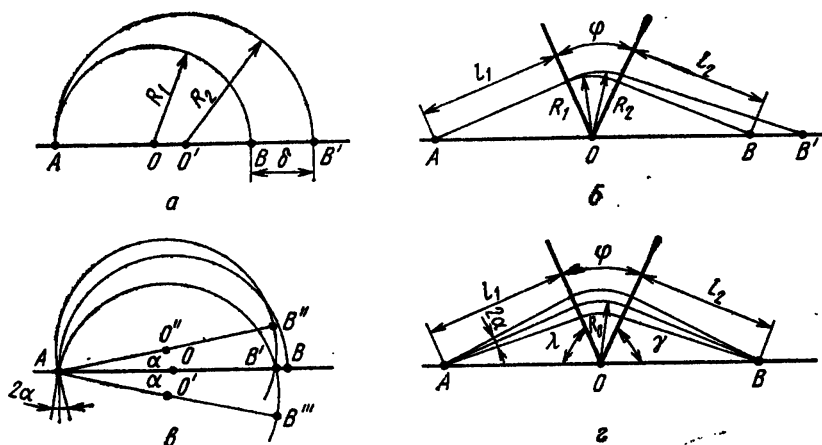


Рис. 14. Отклонение заряженных частиц полубесконечным (а, в) и секторным (б, г) магнитным полем

Эти условия не идеальны, и крайние траектории пересекаются не в точке B , а около нее, т. е. имеется уширение пучка (сферическая аберрация). Величину δ' можно определить [41]:

$$\delta' \approx (R_0 \alpha^2 / 2) (\cos^2 \gamma / \cos^2 \lambda + \cos \lambda / \cos \gamma). \quad (2.104)$$

Для $\lambda = \gamma$ $\delta' \approx R_0 \alpha^2$, т. е. расстояние совпадает со значением, полученным для полукругового поворота частиц. Отклонение вершины сектора O от базисной линии AB приводит к еще большему расширению пучка в точке фокуса.

Корректируя входные и выходные границы магнитного поля, можно уменьшить δ' , т. е. осуществить фокусировку по углу второго порядка. В идеальном случае на небольшом участке можно δ' свести к нулю [41]. Замена идеальных криволинейных границ магнитного поля прямолинейными, являющимися каса-

тельными к идеальным границам, позволяет сократить δ' до $R_0\alpha^3$.

Для простоты расчетов обычно считают, что магнитное поле существует только в секторе, ограниченном краями магнита. Влияние переходной области можно учесть, проведя условную границу поля от края магнита на расстоянии, близком к зазору между полюсами [41].

Если в системе с отклоняющим поперечным магнитным полем заданы размеры входного и выходного окон, то суперпозиция функции пропускания анализатора для разных точек попадания пучка дает результирующую функцию пропускания для изотропного потока частиц с равномерным энергетическим спектром. Эту функцию представляют трехмерной диаграммой, сходной с приведенной на рис. 13. Интегрированием этой функции для входного окна и всех значений углов $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ и энергий E (в пределах области пропускания анализатора) можно получить энергогеометрический коэффициент системы F .

Времяпролетные спектрометры. Энергию частиц E в параллельном и однородном по массе потоке можно преобразовать в интервал времени t_n , если фиксировать моменты прохождения частицами каждой из двух плоскостей, перпендикулярных направлению потока и отстоящих друг от друга на расстоянии L . Такие устройства называли времяпролетными спектрометрами энергии.

Применяют два способа выделения моментов прохождения плоскостей, ограничивающих пролетную базу L . В первом случае в каждой плоскости размещают детектор заряженных частиц, причем на входе системы используют пролетный детектор, в котором частица теряет только часть своей энергии, а оставшаяся энергия (или часть ее) передается второму детектору. Таким образом, при пересечении частицей каждой из плоскостей появляются электрические сигналы t_1 и t_2 , соответствующие началу или концу временного интервала t_n . Во втором случае детектор частиц располагают на выходе системы, а на ее входе размещают устройство с тормозящим или отклоняющим электрическим полем. В момент t_1 на короткое время снимается напряжение, тормозящее заряженные частицы или искривляющее их дальнейшую траекторию, и через интервал времени t_n частицы достигнут второго детектора.

Если $E \ll mc^2$, то $v = \sqrt{2E/m}$ и $t_n = L/v = L\sqrt{m/(2E)}$, следовательно, интервал времени t_n , необходимый для пролета частицей базового расстояния, обратно пропорционален значению $\sqrt{E}$.

Из-за ограничения габаритов приборов для космических аппаратов и сложности выполнения устройств с наносекундным разрешением при ограничении потребляемой мощности времяпролетные спектрометры заряженных частиц могут быть ис-

пользованы лишь для измерения частиц малой энергии. Для удобства оценок преобразуем выражение, связывающее t_n и E , к виду $t_n/L = c^{-1} \sqrt{(mc^2)/(2E)}$, где mc^2 — энергия покоя анализируемых частиц. Предположим, что из-за ограничения габаритов $L_{\text{макс}} = 1$ м, а $t_{\text{мин}} = 1$ мкс (что соответствует максимальной измеряемой энергии). Тогда $E \ll (mc^2)/4,5 \cdot 10^4$. Для электрона, например, энергия покоя $m_e c^2 = 0,511$ МэВ и $E_e \leq 11,3$ эВ, а для протонов $m_p c^2 = 938$ МэВ и $E_p \leq 20,8$ кэВ. Для такой небольшой энергии пролетные детекторы не применимы. Поэтому реально можно использовать на космических аппаратах только время-пролетные спектрометры второго вида (с тормозящим или отклоняющим устройством).

Энергетическое разрешение рассматриваемых спектрометров определяется относительной неопределенностью интервала t_n : $\Delta E/E = -2 \Delta t_n/t_n$. Вклад в неопределенность измерения интервала t_n может внести разброс задержек в возникновении электрического сигнала (импульса) на выходе детектора. Однако более существенна конечная длительность времени τ , в течение которого частицы проходят тормозящее устройство. Из-за необходимости переключать довольно высокие уровни напряжения ($U \geq E_{\text{макс}}/q$) устройствами с небольшой потребляемой мощностью интервал τ трудно сделать коротким. Кроме того, поскольку сигналы, разрешающие пропускание частиц в анализирующую систему, не могут поступать чаще, чем с периодом $t_{n, \text{макс}} = L \sqrt{m/(2E_{\text{мин}})}$, сокращение значения τ приводит к пропорциональному уменьшению чувствительности спектрометра.

Дифракционные спектрометры рентгеновского излучения. Преобразование энергии рентгеновского и длинноволнового γ -излучений в параметр, характеризующий направление движения квантов, основано на явлениях дифракции этих излучений на кристаллах. Кристаллы, на которых происходит отражение излучения, представляют собой совокупность равномерно распределенных в пространстве атомов, ионов или молекул, являющихся центрами рассеяния рентгеновского или γ -излучения. Многократно повторенные в кристалле элементарные ячейки, содержащие небольшое число атомов, ионов или молекул, действуют как пространственная решетка с расстоянием d_p между последовательными плоскостями. Это расстояние является структурной постоянной кристалла и составляет 0,284 нм для плоскостей куба каменной соли NaCl, 0,4244 нм — для плоскостей призмы кварца и 0,3029, 0,7579 и 0,9928 нм — для плоскостей спайности кальцита, гипса и слюды соответственно. Часто в рентгеновской спектрометрии длину волны излучения λ и расстояние d_p выражают в единицах X ($1X = 10021,8$ нм).

Если на плоскопараллельную пластину, вырезанную из монокристалла (с кристаллографическими плоскостями, перпендикулярными поверхности пластины) с параметром d_p , под

углом скольжения θ падает поток рентгеновского или γ -излучения (рис. 15, а), то отражается только излучение с такой длиной волны λ , для которой разность в ходе лучей, отраженных от соседних центров рассеяния, равна целому числу длин волн, т. е. $2d_p \sin \theta = n\lambda$, где $n=1, 2, \dots$ (это соотношение известно как формула Брэгга — Вульфа).

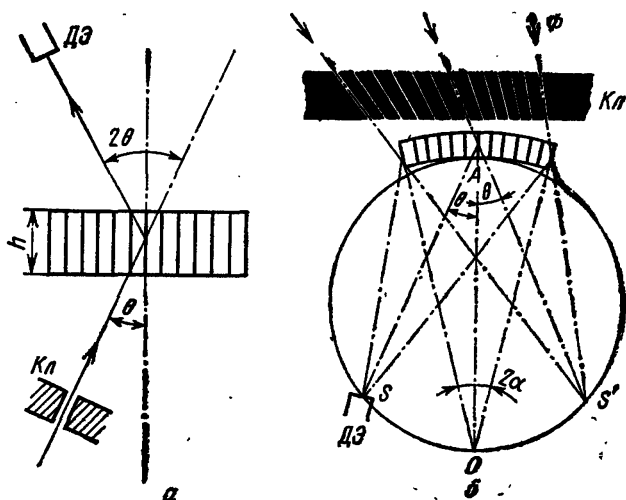


Рис. 15. Отражение луча плоским (а) и изогнутым (б) кристаллами

Поскольку энергия излучения E в килоэлектронвольтах и длина волны в метрах связаны соотношением $\lambda \cdot 10^9 = 1,2395/E$, то

$$E \sin \theta = 0,61975 \cdot n / (d_p \cdot 10^9). \quad (2.105)$$

Например, для кристаллов NaCl $E \sin \theta \approx 2,21 n$ и для характеристического излучения $\text{Cu}_{K\alpha}$ с $E=8,06$ кэВ отражение первого порядка ($n=1$) возможно при $\theta=15^\circ 50'$.

Детальное угловое распределение можно определить при помощи коллимированного детектора с высоким угловым разрешением. Для этого необходимо поворачивать кристалл, т. е. менять угол θ и одновременно изменять угол 2θ между линией детектор — кристалл и направлением падения квантов рентгеновского излучения.

В тонком идеальном кристалле, когда эффект многократных отражений от кристаллографических плоскостей пренебрежим, ширина дифракционного максимума близка к d_p/h , а максимальный коэффициент отражения Γ равен $C^2 \lambda^2 h^2 / \cos^2 \theta$, где C — постоянный коэффициент, равный, например, для кварца $5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а h — толщина кристалла. Для «толстого» кри-

сталла [при $h \gg \cos \theta / (C\lambda)$] ширина дифракционного максимума равна $C\lambda d_p / \cos \theta$, а $\Gamma \rightarrow 0,5$ [42].

Реальные кристаллы состоят из более или менее крупных идеальных блоков, которые несколько повернуты относительно друг друга (такие кристаллы называют мозаичными). По своим характеристикам они подобны идеальному «толстому» кристаллу; зависимости коэффициента отражения и ширины дифракционного максимума от длины волны приведены, например, в работе [42].

Использование эффекта дифракции позволяет получить в спектрометре высокое энергетическое разрешение, определяемое в большинстве случаев достигнутой угловой расходимостью пучка квантов. Однако приборы с одним плоским кристаллом обладают очень малым геометрическим коэффициентом и, следовательно, низкой чувствительностью к квантам рентгеновского и γ -излучений.

Значительно большим геометрическим коэффициентом обладают спектрометры с изогнутым кристаллом. Если кристалл изогнуть так, что продолжения его кристаллографических плоскостей пересекутся в точке O (см. рис. 15, б), то для сходящегося в точке S' пучка квантов, выделенного многощелевым коллиматором $K\lambda$ и образующего с плоскостями кристалла брэгговский угол θ , отраженные кванты соберутся в одной точке S — фокусе для данной длины волны λ . В эту точку помещают детектирующий элемент $D\mathcal{E}$. Как точка S , так и точка S' лежат по окружности с диаметром $D_\Phi = OA$.

Для измерения энергетического распределения квантов рентгеновского излучения в определенном интервале длин волн необходимо вращать кристалл относительно точки A с определенной угловой скоростью ω и с угловой скоростью 2ω поворачивать ось AS , сохраняя детектирующий элемент на фокальной окружности.

Благодаря фокусировке в точке расположения детектора дифрагирующих квантов значительно повышаются геометрический коэффициент системы и чувствительность спектрометра к квантам с энергией, удовлетворяющей условиям отбора (2.105). Однако энергетическое разрешение в таких системах определяется не только собственной шириной дифракционного максимума кристалла, но и приближенностью условий фокусировки (в особенности при малом радиусе фокальной окружности), отклонением поверхности изогнутого кристалла от идеальной цилиндрической и увеличением ширины дифракционного максимума при изгибе кристалла (при малых углах α уширение максимума из-за приближенных условий фокусировки составляет $\theta\alpha^2/2$).

Область практического использования таких спектрометров для космических исследований ограничена энергиями не более

нескольких десятков килоэлектронвольт. При $d_p = 10^{-8}$ и $E_\gamma = 100$ кэВ брэгговский угол близок к $0,05^\circ$ и необходимо значительно увеличить габариты приборов. Кроме того, геометрический коэффициент спектрометров в области относительно больших энергий изменяется как $(E_\gamma)^{-2}$.

Рекомендации по практической реализации дифракционных спектрометров, в том числе креплению кристалла и приданию пластине требуемой кривизны, выполнению механизма для перемещения кристалла и детектора и т. п. приведены в литературе (см. например [23]).

§ 2.4. Методы массо-зарядовой спектрометрии

Методы видового (массо-зарядового) анализа корпускулярных и электромагнитных излучений, так же как и энергетического, существенно зависят от физических параметров частиц: их массы заряда и принадлежности к определенному диапазону энергий. По особенностям используемых методов видового анализа можно выделить четыре группы составляющих радиационного поля: проникающие тяжелые заряженные частицы (понятие проникающих частиц было определено в § 2.2), проникающие электроны, электромагнитные кванты и непроникающие заряженные частицы. Сами методы видового анализа можно разделить на две группы. К первой относятся методы обнаружения (идентификации) частиц данного вида, основанные на отборе в процессе регистрации признаков, присущих только данному виду излучения. Ко второй — методы, основанные на обнаружении признаков фоновых составляющих и дискриминации этих составляющих.

Принципы видового анализа проникающих тяжелых заряженных частиц. Для идентификации проникающих тяжелых заряженных частиц обычно используют информацию об амплитудах сигналов, генерируемых двумя или более пропорциональными детекторами, образующими телескоп, чувствительные объемы которых пересекают детектируемые частицы. При этом возможны два варианта. В первом, используя значения амплитуд $u_1, u_2 \dots$ как аргументы, вычисляют параметр идентификации $i = i(u_1, u_2 \dots)$, однозначно определяющий вид частиц. Во втором варианте вид частицы устанавливают по корреляции связи амплитуд сигналов детекторов, возбуждаемых различными частицами.

В спектрометрах первого вида для каждой частицы, вызвавшей срабатывание детектирующих элементов телескопа, вычисляют значение параметра идентификации i и результирующий спектр представляет собой некоторое распределение значений этого параметра $p(i)$, являющееся отображением видового распределения частиц в измеряемом потоке. Пример такого спектра

для двухкомпонентного потока частиц приведен на рис. 16. Спектр $p(i)$ адекватно отображает измеряемый видовой спектр, если каждому парциальному потоку частиц α_j соответствует определенная составляющая спектра (в форме спектральной линии), не перекрывающаяся или слабо перекрывающаяся другими составляющими. Видовой спектр частиц δ -образный, поэтому спектрометр преобразует дискретный спектр в непре-

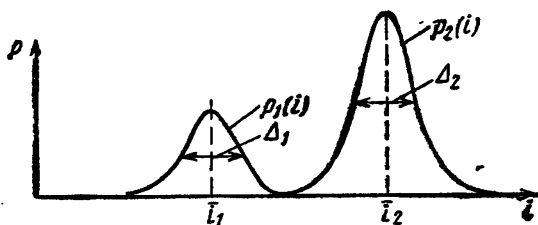


Рис. 16. Пример спектра $p(i)$ для двухкомпонентного потока частиц i_1 и i_2

рывный; качество полученного отображения зависит от ширины Δ_j спектральных линий $p_j(i)$ -спектра, отнесенных к интервалу между определенными числовыми характеристиками этих линий (например, между средними значениями $\bar{i}$). Параметры $\bar{i}_j$ и Δ_j каждой спектральной линии зависят от вида идентификационной формулы, определяющей функциональную связь параметра i с амплитудами сигналов детектирующих элементов, от вида частиц и их энергетического диапазона, а также от характеристик самих детектирующих элементов: размеров, материала, энергии образования пары носителей e , собственного шума и др.

Идентификационная формула в общем случае представляет собой зависимость вида

$$i = f(m_j, z_j, E). \quad (2.106)$$

Для обеспечения идентификации частиц различного вида в широком диапазоне энергий необходимо, чтобы зависимость от энергии была весьма слабой, а в идеальном случае вообще отсутствовала. При выполнении этого условия средние значения $\bar{i}_j = \text{const}(E)$ и разрешающая способность видового спектрометра определяются только статистическими флуктуациями сигналов, амплитуды которых входят в идентификационную формулу как аргументы.

При выборе метода видовой идентификации проникающих заряженных частиц обычно исходят из закономерностей их взаимодействия с материалом детектора, описываемых уравнениями (2.30), (2.32), (2.33), (2.35). Анализ возможностей, за-

ключенных в этих уравнениях, для видовой спектроскопии позволяет сделать несколько выводов:

1. Теоретическое уравнение Бете в дорелятивистской области (2.35) связывает параметры m_j и z_j так, что независимое деление энергии E и линейных потерь $dE/d\xi$ позволяет установить параметр идентификации $i = m_j z_j^2$.

2. Полуэмпирическое уравнение пробег — энергия (2.36), справедливое для тяжелых заряженных частиц в дорелятивистской области, связывает интегральный параметр $R_{0j} = R_{0j}(m_j, z_j)$ с пробегом и энергией E , которые можно измерить экспериментально.

3. В релятивистской области потери энергии в пролетных детекторах, определяемые уравнением Бете в форме (2.30), инвариантны по отношению к массе и энергии и зависят только от заряда частиц $dE/d\xi \sim z^2$, то же можно сказать и о счетчиках Вавилова — Черенкова, для которых $dL/dx \sim z^2$. Следовательно, эти виды детекторов не дают информации о массе релятивистских частиц и их используют в более сложных детектирующих системах для зарядовой идентификации. Рассмотрим подробнее методы видовой идентификации, вытекающие из уравнений (2.35) и (2.46).

В нерелятивистской области, т. е. при $E \ll m_j c^2$, уравнение (2.35) для тяжелых заряженных частиц можно преобразовать к виду

$$-(\overline{dE}/d\xi) E = K (m_j c^2) z^2 \ln (BE/m_j c^2), \quad (2.107)$$

где $K = 2 C mc^2 = 0,15 (Z/A) \text{ МэВ} \cdot (\text{см}^2/\text{г})$ и $B = 4 mc^2/l \approx 0,15 \times 10^6/Z$ — коэффициенты, определяемые параметрами материала детектора, а $m_j c^2$ — масса, выраженная в единицах энергии. Из (2.107) следует, что возможна идентификация заряженных частиц с помощью детектора, выполненного в виде телескопа (рис. 17, а), состоящего из двух детектирующих элементов — пролетного ДЭ₁ и пробегового ДЭ₂, — и устройства, переумножающего амплитуды сигналов с выходов этих детекторов, первая из которых u_1 пропорциональна ΔE , а вторая u_2 — остаточной энергии частицы $E_0 = E - \Delta E$. Действительно, если (в нулевом приближении) принять, что $E_{01} \approx E$, $\Delta E \approx (dE/d\xi) d\rho$ и $\ln (BE/m_j) \approx \text{const}(E)$, то параметр идентификации

$$i_0 = k \Delta E E_0, \quad (2.108)$$

полученный в результате умножения сигналов u_1 и u_2 , пропорционален произведению $m_j z^2$, характерному для частиц определенного вида. На практике параметр нулевого приближения i_0 можно использовать только при ограниченном диапазоне энергий детектируемых частиц. Если это не так, то разброс значений идентификационного параметра, обусловленный неточностью формулы (2.108), становится значительным и не поз-

воляет надежно отличать один вид частиц от другого. Для повышения точности в широком диапазоне энергий идентификационную формулу модифицируют. Конечную потерю энергии учитывают заменой множителя E_0 в (2.108) средней энергией $(E+E_0)/2 = E_0 + \Delta E/2 = E - \Delta E/2$ [43]. С этой поправкой идентификационная формула первого приближения имеет вид

$$i_1 = k\Delta E (E_0 + \Delta E/2). \quad (2.109)$$

Погрешность, обусловленную логарифмическим множителем в уравнении (2.107), который незначительно увеличивается с ростом энергии, компенсируют добавлением к правой части (2.109) члена $k\Delta E E^*$. Принцип компенсации показан на

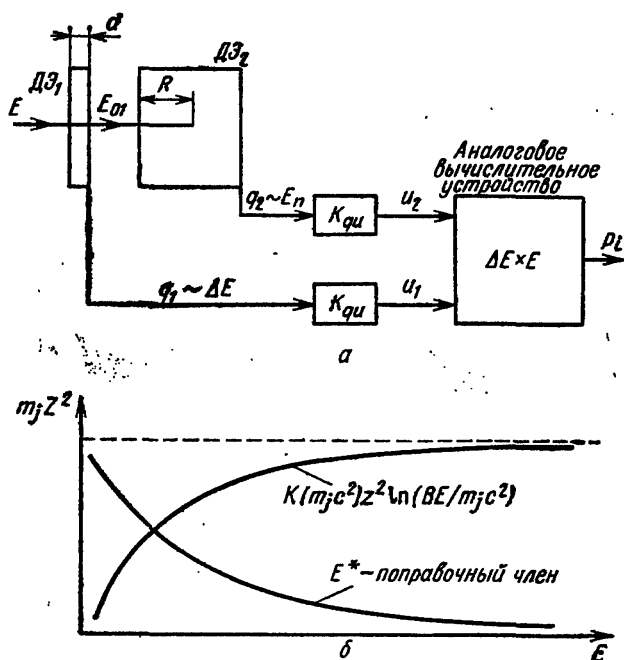


Рис. 17. Структурная схема массо-зарядового спектрометра с $\Delta E \times E$ идентификацией (а) и принцип введения поправки на зависимость логарифмического члена от энергии (б)

рис. 17, б. Компенсирующий член, пропорциональный $dE/d\xi$, в противоположность логарифмическому множителю монотонно уменьшается с ростом энергии. Поэтому подходящим выбором параметра E^* , имеющего размерность энергии, можно добиться приемлемого постоянства параметра идентификации в пределах некоторого интервала энергий. Таким образом, во втором при-

ближении идентификационная формула выглядит следующим образом:

$$i_2 = k\Delta E (E_0 + E^* + 0,5\Delta E). \quad (2.110)$$

Но и приведенная формула обеспечивает удовлетворительное качество идентификации в диапазоне энергий, не превышающем одного десятичного порядка [44], так как за пределами этого диапазона точность аппроксимации логарифмического множителя резко снижается, особенно при широком спектре значений масс и зарядов.

Инвариантность параметра идентификации в более широком диапазоне энергий обеспечивают устройства видового анализа, принцип работы которых основан на использовании в качестве идентификационной формулы соотношений, следующих из эмпирического уравнения пробег — энергия. Весьма простая аналитическая форма описания зависимости $R=R(E)$ этим уравнением при сохранении высокой точности позволяет получить формулы идентификации, в меньшей степени подверженные влиянию ограничений, чем формулы, выведенные из уравнения Бете.

Первое устройство массо-зарядовой идентификации на основе эмпирической зависимости $R=R(E)$ выполнили Гоулдинг и др. [45]. Идентификационную формулу они получили, связав с помощью уравнения (2.46) пробеги частицы в системе из двух детекторов и в одном пробегном детекторе (см. рис. 17, а) с соответствующими потерями энергии:

$$(d + R) = R_0(\mathcal{E}_0 + \Delta\mathcal{E})^\lambda; \quad (2.111)$$

$$R = R_0\mathcal{E}_0^\lambda, \quad (2.112)$$

где $\mathcal{E}_0 = E_0/E_H$ — энергия в единицах нормировочных энергий. Разность этих уравнений дает параметр идентификации

$$i = d/R_0 = (\mathcal{E}_0 + \Delta\mathcal{E})^\lambda - \mathcal{E}_0^\lambda, \quad (2.113)$$

который, как и $R_{0j} = R_{0j}(m_j, z_j)$, не зависит от энергии в широком диапазоне, не зависит от распределения энергии частицы между обоими детекторами телескопа, а определяется только массой и зарядом (см. табл. 5) детектируемой частицы, а также толщиной детектора d .

Хотя формула идентификации (2.113) является точной (в той же степени, что и исходное эмпирическое уравнение), ее практическое использование выявило два существенных недостатка, связанных с трудностями построения устройств вычисления параметра идентификации по формуле (2.113). Во-первых, аналоговое вычисление разности двух степенных членов требует выполнения операций логарифмирования и антилогарифмирования, тогда как для вычисления произведения по формуле (2.110) достаточно только логарифмирования. Во-вторых,

вычисление разности двух близких величин (обычно $\mathcal{E}_0 \gg \Delta \mathcal{E}$) требует очень высокой точности, которую трудно достигнуть с помощью аналоговой техники. Поэтому некоторые исследователи пытались, используя то же исходное уравнение пробег — энергия, получить параметр идентификации в виде произведения амплитуд импульсов, поступающих от детекторов.

Так, в работе [46] авторы представили параметр идентификации в виде

$$i = \mathcal{E}_0^\lambda [(1 + \Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}_0)^\lambda - 1], \quad (2.114)$$

разложили правую часть в ряд по степеням $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}_0$ и, ограничившись тремя членами разложения, получили следующее приближенное уравнение:

$$i \approx \lambda \Delta \mathcal{E} (\mathcal{E}_0 + 0,5 \Delta \mathcal{E})^{\lambda-1}. \quad (2.115)$$

Погрешность, обусловленная пренебрежением следующим членом, как показали авторы, составляет около 0,035 ($\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E}_0$). Параметр идентификации, определяемый уравнением (2.115), так же как и в формулах (2.109) и (2.110), представлен произведением. Однако множитель полной энергии в нем берется с показателем $\lambda - 1 = 0,73$, что обеспечивает лучшее качество идентификации, т. е. неизменность показателя в более широком диапазоне энергий. Кроме того, в отличие от (2.110) не требуется регулировки константы E^* . Все же ограниченное число членов разложения приводит к погрешности, особенно значительной, когда $\Delta \mathcal{E} \gtrsim \mathcal{E}_0$. Эту погрешность можно снизить, если увеличить число членов разложения, но тогда в множителе полной энергии появляется дополнительное слагаемое, пропорциональное $\Delta \mathcal{E}^2 / \mathcal{E}$, которое трудно учесть с помощью аналогового вычислительного устройства.

Другой способ повышения точности формулы, описывающей идентификационный параметр в виде произведения, основан на его представлении уравнением [47]

$$i = \lambda (a\xi + \eta)(\xi + b\eta)^\beta, \quad (2.116)$$

где $\xi = \mathcal{E}_0 / (d/R_0)^{1/\lambda}$; $\eta = \Delta \mathcal{E} / (d/R_0)^{1/\lambda}$ и a, b, β — константы, подбираемые так, чтобы обеспечить наилучшее совпадение идентификационного параметра с точным значением, определяемым уравнением (2.113), в наиболее широком диапазоне энергий. Если принять $a=0$, то уравнение примет вид (2.115), но наилучшее согласование достигается при значении константы $b = 0,472$. При этом максимальное отклонение параметра идентификации от точного значения в диапазоне изменения ξ (пропорциональной энергии $\mathcal{E}_0$) 0,01—10 составляет около 1,3%, что в три раза меньше, чем для параметра, определяемого формулой (2.115). Наилучшую же аппроксимацию точного уравнения (2.114) дает формула (2.116) при следующих значениях

входящих в него констант: $a=0,0003$; $b=0,459$ и $\beta=0,715$. Значение фактора идентификации при этом отклоняется от среднего в диапазоне изменения ξ 0,01—10 всего на 0,4%.

Структурная схема видового спектрометра, реализующего вычисление параметра i по формуле (2.116), приведена на рис. 18. Схема состоит из линейных усилителей импульсов $У_1$, $У_2$, преобразующих импульсы заряда в выходные импульсы пропорциональной амплитуды; линейных ключей $ЛК_1$, $ЛК_2$, пропускающих импульсы на выход при совпадении сигналов u_1 и

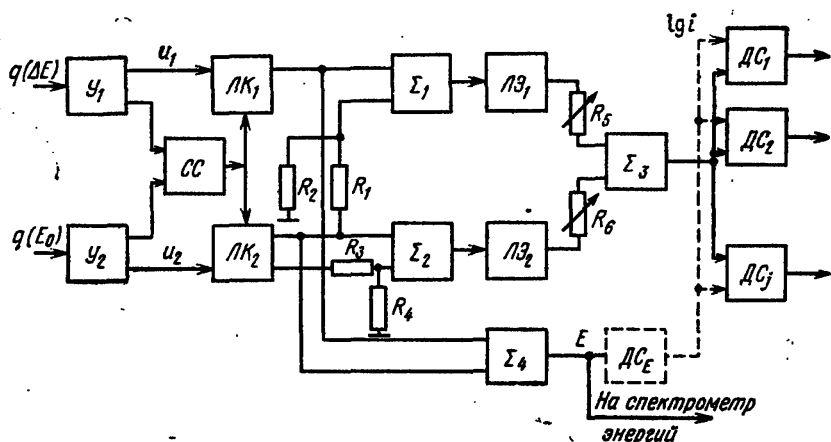


Рис. 18. Структурная схема идентификатора заряженных частиц, реализующего операции по формуле (2.116)

u_2 , фиксируемом схемой CC ; схемы суммирования Σ и логарифмирующих элементов $ЛЭ$. Импульсы на входах сумматоров Σ_1 и Σ_2 делятся резистивными аттенуаторами, сопротивление которых выбирают так, чтобы первый выполнял операцию $a\xi + \eta$, а второй — $\xi + b\eta$. Импульсы с выходов этих элементов логарифмируются и поступают на вход сумматора Σ_3 с весами, определяемыми резисторами R_5 , R_6 и учитывающими разные показатели степени, с которыми должны быть взяты сомножители, входящие в (2.103). Амплитуды импульсов на выходе Σ_3 пропорциональны $\lg i$, а их спектр представляет собой набор спектральных линий, каждая из которых обязана своим происхождением парциальному потоку частиц определенного вида. Суммарный поток импульсов с выхода сумматора Σ_3 расщепляется на составляющие с помощью ряда параллельно подключенных к нему дифференциальных селекторов амплитуд, зоны отбора которых настроены на соответствующие линии спектра. Элемент Σ_4 суммирует амплитуды импульсов, поступающих с каскадов $ЛК_1$ и $ЛК_2$; амплитуда импульсов на его выходе, следовательно, пропорциональна полной энергии частиц, детекти-

руемых телескопом $E = \bar{E}_0 + \Delta E$. Эти импульсы могут быть поданы на спектрометр энергий или на дифференциальный селектор $ДС_{\Sigma}$, ограничивающий энергетический диапазон видового спектрометра.

Разрешающая способность видового спектрометра тяжелых заряженных частиц определяется помимо зависимости $i = i(E)$ также и статистическими флуктуациями амплитуд сигналов u_1 и u_2 , используемых для вычисления параметра идентификации. Эти флуктуации приводят к «размытию» спектральных линий $p_j(i)$ видового спектра и, как следствие, к их перекрытию даже при выполнении условия $i = \text{const}(E)$. Практически при удачно выбранной идентификационной формуле именно флуктуации сигналов ограничивают диапазон энергий частиц, в пределах которого спектральные линии $p_j(i)$ не перекрываются [44]. Для оценки влияния флуктуаций рассмотрим идентификационную формулу первого приближения на основе уравнения (2.109). Аппаратурно она реализуется умножением амплитуд сигналов с выходов усилителей в каналах пролетного и пробежного детекторов. Выражения для средних значений этих амплитуд имеют вид:

$$u_1 = (\overline{\Delta E}/\bar{e}) M q_0 K_{qu_1}; \quad (2.117)$$

$$u_2 = (\overline{\Delta E}/\bar{e}) M q_0 K_{qu_2}, \quad (2.118)$$

где K_{qu_1} и K_{qu_2} — коэффициенты преобразования заряд — напряжение усилителей импульсов. Соответственно среднее значение идентификационного фактора равно $i = \bar{u}_1 \bar{u}_2 = K \overline{\Delta E \bar{E}}$, где $K = (M q_0 / \bar{e})^2 K_{qu_1} K_{qu_2}$ — константа спектрометра, определяемая параметрами детекторов и усилителей. Если для простоты принять, что случайные величины u_1 и u_2 не коррелированы (строго говоря, это утверждение неверно), то относительная дисперсия распределения значений идентификационного фактора равна сумме относительных дисперсий амплитуд каждого из сигналов

$$\delta_i^2 = \delta_{u_1}^2 + \delta_{u_2}^2. \quad (2.119)$$

Дисперсии $\delta_{u_1}^2$ и $\delta_{u_2}^2$, как было показано в § 2.2, определяются флуктуациями потерь энергии в чувствительном объеме детектора и флуктуациями преобразования потерянной энергии в амплитуду выходного сигнала. Составляющая δ_{u_1} зависит главным образом от флуктуаций потерь энергии в пролетном детекторе; она наиболее значительна, если фактор $\kappa \ll 1$. Если последнее условие выполняется, то распределение потерь энергии в пролетном детекторе подчиняется распределению Ландау и $\delta_{u_1} \approx \sigma_{\Delta E} / \overline{\Delta E} \approx 0,2$, причем функция плотности заметно отличается от нуля при $\Delta E - \overline{\Delta E} = 3\sigma_{\Delta E}$ (интеграл функции плотности, как следует из табл. 4, при $\Delta E \geq \overline{\Delta E} + 3\sigma_{\Delta E}$ составляет около

0,02). Вкладом флуктуаций, возникающих в процессе преобразования энергия—заряд и определяемых уравнением (2.73), обычно можно пренебречь.

Чтобы улучшить разрешающую способность видового спектрометра, толщину пролетного детектора стремятся выбрать возможно большей, так, чтобы обеспечить выполнение условия $\kappa > 1$. Это ведет к снижению флуктуаций потерь энергий $\sigma_{\Delta E}/\overline{\Delta E}$ и к симметрированию функции распределения потерь. Например, при детектировании протонов с энергией $E = 10$ МэВ пролетным детектором толщиной $\xi = 0,01$ г/см² ($\kappa \approx 2$), средняя потеря энергии $\overline{\Delta E} \approx 0,35$ МэВ, а среднее квадратическое отклонение функции плотности $\sigma_{\Delta E} \approx 0,027$ МэВ; следовательно, $\delta_{u_1} \approx \sigma_{\Delta E}/\overline{\Delta E} \approx 0,08$, причем интеграл функции плотности при $\Delta E \gg \overline{\Delta E} + 3\sigma_{\Delta E}$ не превышает 0,005 (см. табл. 4).

Однако выбор толщины пролетного детектора не произволен. Если набор частиц 1, 2, ..., j , среди которых необходим видовой анализ, и их энергетические спектры заданы, то толщина ξ не может превышать пробега частиц с наиболее высокой тормозной способностью. Например, при детектировании телескопом из кремниевых детекторов смешанного потока частиц, состоящего из протонов, ядер дейтерия, трития ³He и ⁴He с энергией $E > 5$ МэВ, толщина пролетного детектора должна быть не меньше пробега α -частиц с энергией $E = 5$ МэВ, равного примерно 5 мг/см². Это значение в свою очередь ограничивает сверху диапазон энергий более легких частиц. Например, граничное значение для протонов, полученное решением уравнения (2.43) относительно E для данного значения $\kappa = 1$, равно ~ 10 МэВ.

Таким образом, толщина пролетного детектора ξ ограничивает диапазон энергий частиц каждого вида снизу энергией $E_{\min}^j$, соответствующей пробегу частиц вида j в слое ξ , и сверху — энергией $E_{\max}^j$, при которой фактор $\kappa \approx 1$

$$E_{\max}^j \approx (m_j c^2 / 2) z \sqrt{C\xi}. \quad (2.120)$$

В табл. 7 приведены границы диапазонов энергий по данным работы [44], рассчитанные для различных частиц, и толщины детекторов из условия, что обеспечивается абсолютная надежность идентификации любой пары соседних линий $p_j(i)$ и $p_{j+1}(i)$, т. е. перекрытие линий практически отсутствует. Характерно, что для однозарядных частиц с наиболее низкими линейными потерями верхняя граница сильно ограничивает диапазон энергий. Если допустить незначительное перекрытие линий и, как следствие, конечную вероятность ложной идентификации, равную, например, 0,02, то граничное значение $E_{\max}$ для однозарядных частиц увеличивается в два—три раза. При этом, однако, точность измерения спектра, когда плотность потоков

Границы диапазонов энергий частиц (МэВ) для кремниевых пролетных детекторов различной толщины при нулевой вероятности ложной идентификации

Частицы	Толщина детектора, мг/см ²				
	6	12	24	48	120
¹ H+	2,0—5	2,5—6,7	3,5—9,7	5,5—13	8,5—20
² H+	2,5—9	3,5—13	4,5—19	7,0—27	12—41
³ H+	3,0—14	4,0—20	5,5—29	7,5—41	13—62
³ He++	5,0—28	8,0—41	12—57	18—80	30—122
⁴ He++	6,0—38	9,0—54	14—76	20—107	33—163

частиц различного вида различается на несколько порядков, существенно снижается.

Отметим, что дополнительный вклад в дисперсию δ_{u_1} дает разброс углов, под которыми частицы пересекают пролетный детектор телескопа. Если траектория частицы составляет с нормалью к оси телескопа угол θ , то эффективная длина траектории частицы в детекторе увеличивается, причем относительный разброс длины $\delta_{\xi}(\theta) = \Delta\xi/\xi \approx \theta^2/2$. Для того чтобы разброс углов не оказывал значительного влияния на ширину линий видового спектра $\Delta\tilde{I}_j$, необходимо, чтобы $\delta_{\xi}(\theta) < 0,3\sigma_{u_1}$ (при этом уширение линии не превышает 5%). Если принять $\delta_{u_1} = 0,2$, то получим следующее значение максимального угла отклонения траекторий от нормали к плоскости детектора: $\theta_{\max} \approx 20^\circ$.

Вклад составляющей δ_{u_1} в относительное разрешение видового спектрометра зависит от распределения энергии частицы E между первым и вторым детекторами телескопа. Если $E_0 \approx \Delta E$ (т. е. $E \approx 2\Delta E$), то флуктуации потерь энергии в первом детекторе в равной степени влияют на разброс энергий, рассеянных во втором, вклад обеих составляющих примерно одинаков и $\delta_i \approx \sqrt{2}\delta_{u_1}$. Этот результат получен в работе [47] строгим расчетом. С ростом энергии детектируемых частиц ее доля E_0 , рассеиваемая во втором детекторе, быстро увеличивается, а флуктуации потерь в первом $\sigma_{\Delta E_1}$ снижаются. Поэтому составляющая $\delta_{u_1} \approx \sigma_{\Delta E_1}/E_0$ также уменьшается и ее вклад в общее разрешение δ_i становится пренебрежимо малым.

Применение двумерного амплитудного отбора для идентификации тяжелых заряженных частиц. Рассмотренные выше методы видовой идентификации тяжелых заряженных частиц требуют для реализации применения аналоговых вычислительных устройств, выполняющих операции в соответствии с идентификационной формулой. Построение таких устройств требует создания специальных электронных узлов (логарифмирования, потенцирования, суммирования и др.), обладающих высокой

точностью и стабильностью в жестких эксплуатационных условиях. Поэтому во многих случаях отдают предпочтение второму методу идентификации заряженных частиц, требующему хотя и более громоздкой, но значительно менее сложной функциональной электроники. Он основан на двумерном амплитудном отбо-

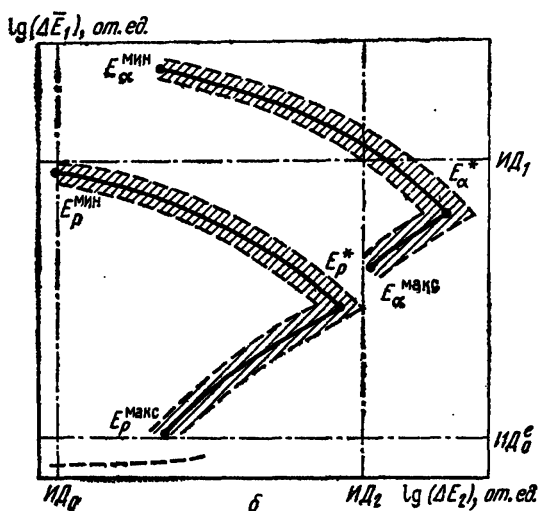
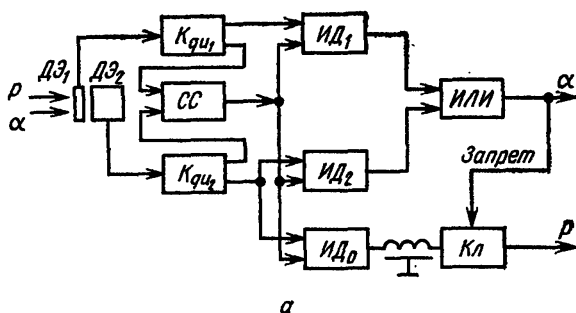


Рис. 19. Структурная схема устройства с двумерным амплитудным отбором (а) и функциональная связь $\Delta \bar{E}_1 = f(\Delta \bar{E}_2)$ (б)

ре сигналов, поступающих от двух детектирующих элементов телескопа.

Рассмотрим телескоп, состоящий из двух детекторов (рис. 19, а), на который падают частицы двух сортов: j — для определенности протоны ρ и α -частицы с энергиями, достаточными для пролета первого детектора телескопа. Если плавно увеличивать энергию частиц, измеряя каждый раз средние потери энергии в первом $\Delta \bar{E}_1$ и втором $\Delta \bar{E}_2$ детекторах, и затем по-

строить зависимости $\overline{\Delta E_1} = f(\overline{\Delta E_2})$ для протонов и α -частиц, то полученные графики будут иметь вид, показанный на рис. 19, б (сплошные линии). На участках от $E_j^{\text{мин}}$ до E_j^* потери $\overline{\Delta E_1}$ снижаются, а $\overline{\Delta E_2}$ — возрастают с увеличением энергии частиц. Пробег частиц с энергией E_j^* равен сумме толщин обоих детекторов $R(E_j^*) = \xi_1 + \xi_2$. При энергии $E_j > E_j^*$ потери $\overline{\Delta E_2}$, так же как и $\overline{\Delta E_1}$, снижаются с ростом энергии. В заштрихованных зонах вблизи графиков плотность распределения потерь энергии $\varphi(\Delta E)$ отличается от нуля.

Вертикальная и горизонтальная штрихпунктирные линии делят координатную плоскость на четыре области так, что график зависимости $\overline{\Delta E_1} = f_p(\overline{\Delta E_2})$ вместе с прилегающей заштрихованной зоной находится в левой нижней области, а график $\overline{\Delta E_1} = f_\alpha(\overline{\Delta E_2})$ — в оставшихся областях. Это позволяет идентифицировать частицы с помощью устройств амплитудного и логического отбора, приведенных на схеме рис. 19, а. Действительно, интегральные дискриминаторы ИД₁ и ИД₂, уровни дискриминации которых соответствуют штрихпунктирным линиям, срабатывают только при регистрации телескопом α -частиц. Эти случаи отбираются логической схемой ИЛИ. Протоны идентифицируются при срабатывании дискриминатора ИД₀ и отсутствии сигнала на выходе схемы ИЛИ. Схема совпадений СС строит все дискриминаторы спектрометра.

Если число частиц в измеряемом потоке более двух, то координатную плоскость $\overline{\Delta E_1}$, $\overline{\Delta E_2}$ приходится делить с помощью амплитудных дискриминаторов на большое число областей так, чтобы в пределах каждой однозначно идентифицировались частицы определенного вида в ограниченном интервале энергий. Импульсы с выходов дискриминаторов поступают на многоходовую комбинационную логическую схему с j -выходами. Каждый выход является источником парциальной плотности потока сигналов, обязанных своим происхождением частицам соответствующего вида.

Методы идентификации проникающих электронов в потоке заряженных частиц. На практике для идентификации электронов используют четыре группы методов, основанных на: а) особенностях зависимостей тормозной способности и пробега электронов от их энергии; б) различии пороговых энергий по отношению к эффекту Вавилова—Черенкова; в) значительно более сильным отклонении траектории электронов при движении в магнитном поле и г) различии формы сцинтилляций, возбуждаемых в сцинтиллирующих материалах электронами и тяжелыми частицами. Остановимся подробнее на методах каждой из перечисленных групп.

Особенности ионизационного взаимодействия электронов с детектирующей средой (см. § 2.2) состоят в том, что линейные

потери энергии для них достигают уровня, близкого к минимальному, уже при энергии $E_e \approx 0,3$ МэВ и пробеги электронов с энергией до 30 МэВ (т. е. в диапазоне, представляющем наибольший интерес в околопланетных исследованиях) в несколько раз меньше, чем для тяжелых частиц релятивистского диапазона, имеющих также минимальные линейные потери энергии. Приближенное постоянство линейных потерь для электронов с энергией $E_e \gg 0,3$ МэВ позволяет идентифицировать их на фоне тяжелых заряженных частиц с энергией $E \lesssim 100$ МэВ, используя в качестве параметра идентификации потерю энергии в пролетном детекторе

$$i_s = \Delta E = \int_0^{\xi} (dE/d\xi) d\xi \approx (dE/d\xi) \xi. \quad (2.121)$$

Импульсы с выхода пролетного детектора усиливают и подают на вход дифференциального амплитудного селектора, нижняя граница окна которого соответствует потере энергии $\Delta E_n = \overline{\Delta E}/2$, а верхняя $\Delta E_v = 2\overline{\Delta E}$ (рис. 20). Детектирование элек-

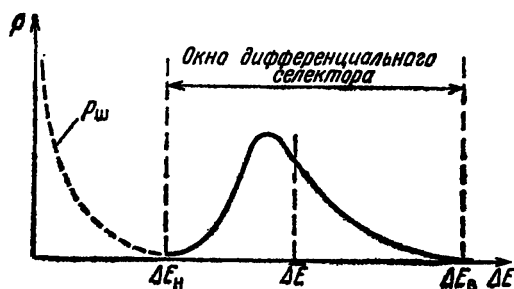


Рис. 20. Спектр потерь энергии релятивистских электронов в тонком пролетном детекторе ($\rho_{ш}$ — спектр шумовых сигналов)

трона вызывает срабатывание селектора с вероятностью, близкой к 1. В то же время средняя потеря $\overline{\Delta E}$ для протонов с энергией 100 МэВ примерно в 1,5 раза превышает граничное значение ΔE_v и, следовательно, вероятность их ложной идентификации амплитудным селектором близка к нулю. Снижая уровень дискриминации ΔE_v , можно расширить диапазон энергий дискриминируемых протонов, правда, за счет снижения эффективности регистрации электронов. Например, при границе $\Delta E_v = \overline{\Delta E}$ протоны дискриминируются до энергии $E \approx 300$ МэВ, но эффективность регистрации электронов снижается до 50%. Толщина пролетного детектора должна быть достаточно большой, чтобы минимальная потеря энергии ΔE_n превышала уровень

шума системы детектор — усилитель, выраженный в энергетических единицах. Это условие можно выразить соотношением

$$\xi \geq 6\sigma_E/(\overline{dE/d\xi})_{\min}, \quad (2.122)$$

где σ_E — средний квадратический шум в энергетических единицах, а $(\overline{dE/d\xi})_{\min}$ — минимальные линейные потери энергии. Пример спектра шумовых сигналов показан на рис. 20 (пунктир).

Для дискриминации протонов с более высокими энергиями применение одного пролетного детектора — идентификатора — недостаточно и детектор приходится создавать в виде телескопа, состоящего из нескольких детектирующих элементов: пролетного $ДЭ_1$, пробегового $ДЭ_2$ и антисовпадений $ДЭ_3$ (рис. 21).

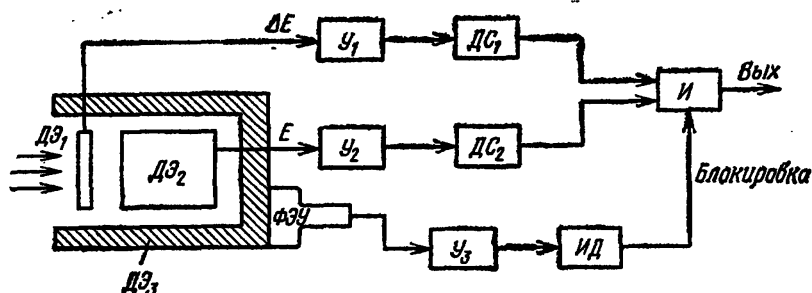


Рис. 21. Структурная схема спектрометра с идентификацией электронов на фоне релятивистских протонов

Толщину пробегового элемента выбирают равной пробегу электронов с максимальной энергией E_e^m . Если энергия электрона $E_e < E_e^m$, то он тормозится в $ДЭ_2$, и наличие сигнала на выходе схемы совпадений $И$ свидетельствует о его правильной идентификации. При регистрации тяжелой релятивистской однозарядной частицы энергия E , теряемая ею в элементе $ДЭ_1$, соответствует ширине окна селектора $ДС_1$. Однако ее пробег превышает толщину элемента $ДЭ_2$, вследствие чего срабатывает детектирующий элемент антисовпадений $ДЭ_3$, который блокирует схему $И$. Этот элемент обычно выполняют из сцинтиллирующей пластмассы в виде контейнера, одна из плоских поверхностей которого имеет оптический контакт с катодом фотоумножителя. Для повышения коэффициента светосбора стенки контейнера (за исключением участка поверхности, примыкающего к катоду) покрывают тонкой светоотражающей пленкой.

Если тяжелая частица нерелятивистская, то амплитуда сигнала с выхода $У_1$ превышает верхнюю границу окна $ДС_1$ и этот селектор не срабатывает. При регистрации релятивистской частицы в пробеговом детекторе может произойти ядерное взаи-

модействие с генерацией короткопробежных продуктов, полностью тормозящихся в нем. Однако в этом случае в $DЭ_2$ рассеивается энергия, превышающая $E_{e\text{ макс}}$ и амплитуда сигнала U_2 не отбирается селектором $ДС_2$. Ложная идентификация возможна лишь в том случае, если в ядерном взаимодействии генерируются вторичные нейтральные частицы, уносящие значительную долю энергии первичной частицы и не возбуждающие детектирующий элемент антисовпадений.

Другой способ идентификации электронов на фоне дорелятивистских тяжелых частиц основан на применении в качестве

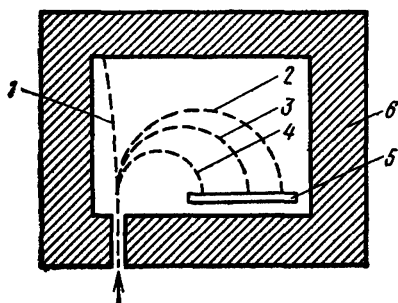


Рис. 22. Схема детектора для избирательной регистрации электронов дорелятивистского диапазона на фоне тяжелых заряженных частиц:

1 — траектория тяжелых частиц; 2—4 — траектории электронов разной энергии; 5 — детектирующий элемент; 6 — защита

ции электронов дорелятивистского диапазона энергий, хотя, на первый взгляд, может показаться, что применение формулы (2.108) должно обеспечить высокую надежность идентификации. Действительно, из уравнений (2.35) и (2.36) следует, что параметры i , вычисленные по этой формуле для электронов и тяжелых частиц, отличаются на несколько порядков

$$i_e/i_j \approx (1/z_j^2) (m/m_j). \quad (2.123)$$

Однако для практической реализации метода идентификации, основанного на формуле (2.108), необходимы очень тонкие пролетные детекторы, которые при регистрации электронов генерируют сигналы, неотличимые по амплитуде от шумовых. Например, если минимальная энергия электронов $E_{\text{мин}} = 30$ кэВ, то толщина пролетного детектора должна быть не больше 2 мг/см^2 . В кремниевом детекторе такой толщины электроны с энергией 100 кэВ теряют в среднем около 6 кэВ, и генерируемые при этом импульсы тока сравнимы с шумовыми флуктуациями тока через детектор.

Поэтому электроны дорелятивистского диапазона часто

идентифицируют, используя отклонение их траектории в магнитном поле и размещая детектирующие элементы пробежного типа (один или несколько) вне поля зрения апертуры, через которую тяжелые частицы проходят без отклонения. Схема такого детектора приведена на рис. 22.

Поток частиц, пройдя через входной коллимирующий канал, поступает в магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом. В этом поле траектории трансформируются в окружности, радиус кривизны которых связан с параметрами частиц и магнитной индукцией магнита B соотношением

$$r_j = (E/cB) [1 + (2m_j c^2/E)]^{0,5}. \quad (2.124)$$

Из него следует, что для дорелятивистских частиц одинаковой энергии отношение радиусов траекторий r_j/r_h пропорционально $(m_j/m_h)^{1/2}$. Для электронов и протонов это отношение составляет около 43, что позволяет надежно разделять потоки электронов и тяжелых заряженных частиц. Действительно, при использовании постоянного магнита с индукцией $B=0,1$ Т радиусы кривизны траекторий электронов с энергией от 0,03 до 0,3 МэВ лежат в пределах от 0,5 до 2 см, тогда как для протонов с энергией $E=30$ кэВ $r=24$ см и их траектории лишь незначительно отклоняются от прямолинейных.

Детектирующий элемент (один или несколько) помещают в пассивную или активную защиту. Пассивную защиту выполняют из материала определенной толщины, рассчитываемой так, чтобы затормозить фоновые частицы, в том числе и электроны высоких энергий. Часто применяют двухслойную пассивную защиту. Внешний слой из материала с низким атомным номером Z обеспечивает поглощение фоновых заряженных частиц при минимальной интенсивности тормозного излучения, генерируемого в этом слое тормозящими электронами. Толщину и материал (с более высоким Z) внутреннего слоя подбирают так, чтобы поглощение тормозного излучения, генерируемого во внешнем слое, было достаточно эффективным.

Активную защиту, так же как и в детекторе, приведенном на рис. 21, чаще всего выполняют в виде контейнера из сцинтиллирующей пластмассы. Иногда в качестве элементов активной защиты используют и газонаполненные ионизационные детекторы в виде рядов однопитевых или многопитевых счетчиков. При пересечении активной защиты фоновой частицей срабатывает один (или несколько) из ее детектирующих элементов, и генерируемый сработавшим элементом импульс блокирует электронное устройство в канале основного детектирующего элемента, чувствительного к идентифицируемым электронам.

Методы идентификации электронов на фоне тяжелых заряженных частиц, использующие различие форм импульсов, гене-

рируемых сцинтилляционными счетчиками при детектировании этих частиц, основаны на зависимости функции возбуждения многих сцинтилляторов от линейных потерь энергии детектируемых частиц [24]. По данным нескольких работ можно считать установленным, что основной вклад в возбуждение большинства органических сцинтилляторов, описывающих усредненную зависимость развития сцинтилляции во времени, дают три составляющие примерно экспоненциальной формы. Наиболее короткая, длительностью 2—6 нс, является и наиболее интенсивной, ее относительный вклад в общую интенсивность практически не зависит от вида детектируемых частиц. Относительный вклад составляющей средней протяженности в десятки наносекунд, также инвариантной по отношению к детектируемым частицам, составляет около 0,1. Наиболее медленная составляющая, длительностью в несколько сот наносекунд, и наиболее чувствительна к виду детектируемых частиц. Например, при возбуждении стиблена электронами и протонами с энергией около 10 МэВ относительные вклады медленной составляющей (ее длительность примерно равна 0,3 мкс) соответственно равны ~0,2 и 0,1. Такое же соотношение медленных составляющих характерно для многих органических сцинтилляторов. При использовании таких детекторов задача идентификации сводится к анализу форм сигналов детектора, в результате которого для каждого сигнала определяется относительная доля заряда q_m , переносимого его медленной составляющей. Она и является параметром идентификации

$$i = q_m / (q_m + q_c). \quad (2.125)$$

Принципы построения устройств анализа, обеспечивающих наилучшее видовое разрешение, требуют специального рассмотрения. Данные о них приведены в книге [26]. Здесь отметим, что возможности метода ограничены снизу энергиями идентифицируемых электронов и фоновых частиц, при которых статистически достоверная идентификация становится невозможной, а сверху — энергиями фоновых частиц, при которых тормозная способность фоновых частиц приближается к тормозной способности электронов наиболее низких энергий. Расчеты показывают, что значения $E_e^{\text{мин}}$ составляют несколько десятков, а $E_p^{\text{мин}}$ — несколько сот килоэлектронвольт, а $E_p^{\text{макс}} \approx 30$ МэВ.

Отметим, что в некоторой степени зависят от вида детектируемых частиц и функции возбуждения неорганических сцинтилляторов (правда, иначе, чем органических). Средняя длительность сцинтилляции при возбуждении таких сцинтилляторов, как NaI(Tl), CsI(Tl), электронами несколько выше, чем при возбуждении тяжелыми заряженными частицами. Однако это различие быстро уменьшается с ростом энергии последних, и при энергии протонов $E_p \lesssim 10$ МэВ статистическая достоверность идентификации становится незначительной.

Особенности идентификации γ - и X -электромагнитного излучений. Методы идентификации проникающего электромагнитного излучения, как правило, основаны на дискриминации фона заряженных частиц. Наиболее просто эта задача решается в спектрометрах γ -излучения. Чувствительный элемент детектора γ -излучения $DЭ_\gamma$ помещают в активную защиту, представляющую собой детектирующий элемент $DЭ_\alpha$, чувствительный к заряженным частицам. Его выполняют в виде контейнера из сцинтиллирующего материала, оптически связанного с ФЭУ, или системы газонаполненных счетчиков, окружающих элемент $DЭ_\gamma$. Фоновые заряженные частицы, прежде чем достигнут элемента $DЭ_\gamma$, пересекают стенки защиты и вызывают срабатывание элемента $DЭ_\alpha$. Сигналы, поступающие с выхода последнего, блокируют ключевые каскады, пропускающие импульсы $DЭ_\gamma$ на регистрирующее устройство.

Один из основных вопросов, который приходится решать при создании таких детекторов, — это выбор толщины защиты, так как она определяет энергетический порог чувствительности спектрометра, т. е. минимальную энергию γ -излучения $E_{\gamma}^{\text{мин}}$, начиная с которой эффективность регистрации γ -квантов достигает требуемого значения. Обычно толщину защиты выбирают так, чтобы фоновые заряженные частицы с минимальной тормозной способностью теряли в стенках $DЭ_\alpha$ энергию ΔE , достаточную для надежного выделения сигналов на выходе $DЭ$ над шумом. При выборе толщины сцинтиллирующей защиты необходимо учитывать значительные потери света в процессе его распространения вдоль тонких стенок к ФЭУ. Эти потери приводят к уменьшению в несколько раз амплитуд сигналов на выходе $DЭ$, обусловленных сцинтилляциями в точках, удаленных от области контакта с катодом ФЭУ, по сравнению с сигналами, генерируемыми при возбуждении сцинтилляций в точках вблизи контакта. Если в качестве примера принять энергетический эквивалент уровня шума ФЭУ равным 10 кэВ, десятикратное ослабление света от наиболее удаленных сцинтилляций и минимальное значение тормозных потерь энергии $dE/d\xi = 2 \text{ кэВ}/(\text{мг} \cdot \text{см}^2)$, то получим для толщины пластмассовой сцинтиллирующей защиты следующее значение: $\xi \approx 50 \text{ мг/см}^2 \approx 0,5 \text{ мм}$. Стенки такой толщины пропускают менее 1% квантов с энергией 2 кэВ. Следовательно, в детекторах рентгеновского излучения, рассчитанных на диапазон энергий ниже нескольких килоэлектронвольт, активная защита со стороны падающего потока квантов должна быть удалена. Для дискриминации фона в таких детекторах используют отбор сигналов, генерируемых основным детектирующим элементом, по амплитуде и форме.

Рассмотрим возможности этих методов дискриминации на примере детектора, представляющего собой пропорциональный счетчик $DЭ_X$, помещенный в защиту из сцинтиллирующей

Пластмассы $DЭ_3$, как показано на рис. 23, а. Фоновая заряженная частица, проникнув через окно счетчика в его чувствительный объем, затем поглощается одной из стенок счетчика (если энергия частицы недостаточна для проникновения через нее) или выходит из счетчика и вызывает срабатывание защиты $DЭ_3$.

Оценим энергию, теряемую заряженными частицами в чувствительном объеме счетчика в предположении, что энергия регистрируемого излучения $E=1$ кэВ, счетчик наполнен ксеноном ($\rho=5,3$ мг/см³, $Z=54$) при давлении 0,1 МПа, толщина стальных ($Z=26$) стенок $\xi=0,5$ г/см²,

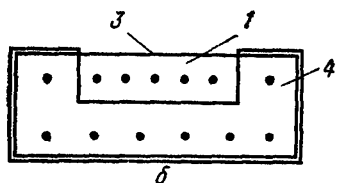
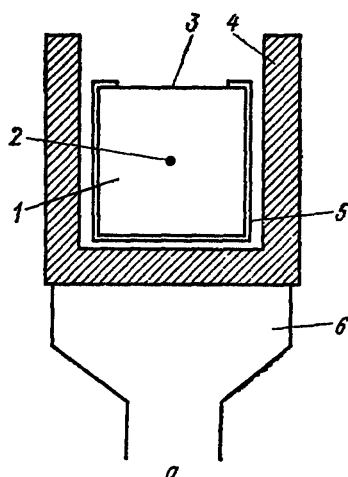


Рис. 23. Детекторы рентгеновского излучения с защитой от фона заряженных частиц: а) — пропорциональным (б) — счетчиком: 1 — объем $DЭ_3$; 2 — нить-анод; 3 — окно счетчика; 4 — объем $DЭ_3$; 5 — корпус счетчика; 6 — ФЭУ

поперечное сечение — квадрат со стороной $a=2$ см. Максимальная энергия протонов, останавливающихся в стенках счетчика, составляет около 15 МэВ, а их линейные потери в наполняющем газе — $dE/dx \approx 100$ кэВ/см. Поскольку вероятность потерь энергии $\Delta E \leq \leq 2E_x \approx 2$ кэВ (равная вероятности пересечения заряженной частицей счетчика с длиной следа внутри рабочего объема менее 0,2 мм) весьма мала, амплитудный дискриминатор с порогом, соответствующим энергии $E \approx 2E_x$, будет регистрировать почти все заряженные частицы. Блокирование импульсами этого дискриминатора измерительного канала является эффективным средством подавления фона тяжелых заряженных частиц.

Менее действенна амплитудная дискриминация для снижения фона электронов. Действительно, принятой толщине стенок соответствует пробег электронов с энергией около 1 МэВ, линейные потери которых $dE/dx \approx 6$ кэВ/см. Вероятность потерь энергии $\Delta E_e < 2$ кэВ при этом является ощутимой.

Как следует из рассмотрения, долю дискриминируемых электронов можно увеличить, если применить

между основным и защитным детектирующими элементами перегородки меньшей толщины. Например, при толщине перегородки 0,01 г/см², соответствующей пробегу электронов с энергией около 60 кэВ, линейные потери увеличиваются

примерно до 16 кэВ/см и соответственно в несколько раз уменьшается вероятность потерь ниже порогового значения $E_d = 2E_x \approx 2$ кэВ. Однако такая тонкая стенка счетчика не обеспечивает его механической прочности и в комбинации со сцинтилляционным элементом защиты не может быть реализована. Поэтому в некоторых конструкциях детекторов рентгеновского излучения оба детектирующих элемента D_x и D_z выполняют в виде двух систем пропорциональных счетчиков, находящихся в общем корпусе (заполненном одной газовой смесью) и разделенных перегородкой в виде сетки или тонкой перфорированной фольги (см. рис. 23, б). Но и при тонкой перегородке вероятность малых потерь энергии ΔE_e остается такой значительной, что одна амплитудная дискриминация не обеспечивает снижения фона до приемлемого уровня, особенно в условиях, когда фоновая плотность потоков превышает измеряемую.

Поэтому во многих спектрометрах рентгеновского излучения для повышения надежности идентификации рентгеновских квантов амплитудный отбор импульсов детектора комбинируют с отбором по их форме. В основе последнего лежат зависимость формы импульсов тока на выходе пропорционального счетчика от пространственного распределения заряда первичной ионизации, создаваемой детектируемой частицей. На рис. 24 приведены расчетные [26] графики формы импульсов тока в цепи анода пропорционального счетчика для локализованной рентгеновской первичной ионизации и равномерно распределенной вдоль прямолинейного следа длиной, примерно равной расстоянию от нити до катода. Первый случай соответствует детектированию рентгеновского кванта, когда вся энергия вторичного электрона рассеивается на отрезке траектории, измеряемом долями микрона, а второй — детектированию фонового электрона, пересекающего объем счетчика. Длительность примерно плоского участка импульса тока на кривой 2 определяется разностью времени дрейфа электронов от точек следа наиболее и наименее удаленных от области ударной ионизации.

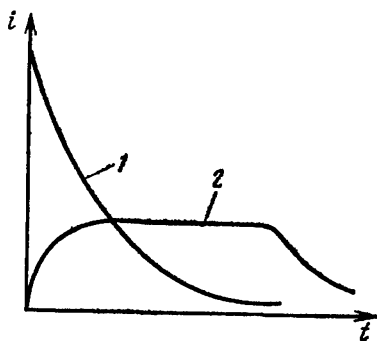


Рис. 24. Форма импульсов тока в пропорциональном счетчике: 1 — локализованная ионизация; 2 — равномерно распределенная ионизация

Идентификация γ -квантов в спектрометрах, основанных на рассмотренном принципе, происходит с помощью электронных устройств селекции импульсов с длительностью, не превышающей заданную (которая соответствует длительности, генериру-

емой счетчиком при точечной ионизации). Некоторые варианты селекторов импульсов по форме рассмотрены в работах [48, 49].

Основные способы построения спектрометров частиц малой энергии. Преобразование параметров частиц в характеристики движения (характерного для спектрометров заряженных частиц малых энергий), рассмотренное в § 2.3, показывает, что ни анализаторы с электростатическим или магнитным полем, ни времяпролетные анализаторы не позволяют выделить поток частиц, однородный по каждому из параметров: энергии E , массе m и заряду q . В параметр отбора перечисленных анализаторов входят помимо энергии E или заряд q , или масса частицы m , или величины q и m совместно. Так, электростатические анализаторы с тормозящим полем, отклоняющие системы с цилиндрическими и сферическими пластинами, и анализаторы типа «зеркала» выделяют частицы с определенным отношением E/q ; анализаторы с поперечным магнитным полем осуществляют селекцию частиц по параметру $\sqrt{mE}/q$; во времяпролетных спектрометрах выделяют частицы с определенным значением $\sqrt{m}/E$. Поэтому каждая из этих систем может послужить основой спектрометра энергии только в том случае, если поток частиц практически однороден по заряду и массе (например, поток протонов с малой долей более тяжелых ионов).

Те же системы можно использовать и для построения спектрометров заряда и массы потока частиц, однородных по энергии; однако измерение потока частиц с известной энергией — редкий случай (можно указать только на измерение частиц очень малой энергии, набегающих на космический аппарат, движущийся с известной скоростью v , и имеющих относительно измерительной системы кинетическую энергию $mv^2/2$).

Поэтому спектрометры заряда и массы основаны на комбинации двух или трех разнотипных анализирующих систем, чтобы выделить частицы как определенной энергии, так и с нужными значениями q и m . В таких спектрометрах анализирующие системы располагают последовательно, производя сначала отбор частиц по предварительному параметру и затем проводя окончательную селекцию, или создают комбинированные системы, например с одновременным действием на частицы скрещенных электрического и магнитного полей.

Как уже отмечалось, основная характеристика видового спектрометра — способность отделить ионы массы m от частиц с массой $m + \Delta m$, ионы с зарядом q от частиц с зарядом $q + \Delta q$ или вида (m, q) от вида $(m + \Delta m, q)$ или $(m, q + \Delta q)$. В системах с отклоняющими полями для этого необходимо, чтобы в плоскости, где расположены детектирующие элементы, пучки ионов селектируемого и фонового видов были разделены друг от друга расстоянием, превышающим ширину этих пучков (т. е.

пучки должны не перекрываться или перекрываться незначительно). В системах с преобразованием параметров частиц в интервал времени между вводом их в анализирующее устройство и регистрацией интервал между поступлением на детектор ионов селектируемого и фонового видов должен превышать временную неопределенность регистрации ионов одного вида.

Поскольку спектрометры заряда и массы частиц малой энергии во многом или полностью основаны на использовании отклоняющих электростатических или магнитных полей, определение их характеристик связано с расчетом траекторий в этих полях частиц разного вида i , энергии E и попадающих в анализаторы под разными углами α относительно нормали по входному окну. В спектрометрах происходит селекция по виду, поэтому выгодно использовать устройства, обладающие свойствами фокусировки частиц по углу и энергии.

Как уже отмечалось в § 2.3, эффективность фокусировки анализаторов по углу оценивается уширением пучка δ у точки фокуса для моноэнергетических ионов определенного вида, но направленных под некоторыми углами $\pm\alpha$ (сферическая абберация). Другой важный параметр — дисперсия по скорости $D_v = dx/(dv/v)$ или по энергии $D_E = dx/(dE/E)$, — характеризующий уширение dx пучка ионов, направленных под углом $\alpha=0$, но имеющих энергию $E \pm dE$ или скорость $v \pm dv$ (поскольку для частиц одного вида $dE/E = 2dv/v$, $D_v = 2D_E$). Такое уширение пучка, обусловленное неоднородностью его по энергии, называют часто хроматической абберацией.

Для оценки эффективности отклоняющих или фокусирующих систем с одним и тем же отношением m/q по скоростям удобно использовать удельную дисперсию $d_v = |D_v/\delta|$; этот параметр также часто применяют при сравнении различных систем.

Анализаторы, в которых осуществляется фокусировка как по углам, так и по скоростям, называют устройствами с двойной фокусировкой. Именно они представляют наибольший интерес для рассматриваемой задачи.

Спектрометры массы и заряда частиц малой энергии могут быть двух типов: с фокусировкой в окрестностях одной точки (в месте расположения детектирующего элемента) пучка ионов определенного вида и энергии и с одновременной фокусировкой ионов со всеми выбранными значениями массы и заряда на одной фокальной плоскости (где располагают несколько детектирующих элементов). Спектрометры первого типа можно выполнить на любой комбинации селекторов, тогда как приборы второго типа — лишь при использовании отклоняющих систем типа зеркала или поперечного магнитного поля.

Спектрометры с отклонением частиц последовательно в электростатическом и магнитном полях. Если видовой спектрометр имеет два следующих друг за другом анализатора: один

с секторным электростатическим, а другой с магнитным полем (так называемый спектрометр типа «тандем»), — он производит селекцию ионов по энергии и виду. Изображение щели первого анализатора, полученное в фокальной плоскости, является объектным изображением для другого анализатора; в его фокальной плоскости размещаются детектирующие элементы.

В принципе магнитный селектор можно располагать как за, так и перед электростатическим. Однако системы первого вида более гибки и используются чаще. Электростатический анализатор выделяет из потока частиц ионы с отношением E/q , определяемым напряженностью поля $\mathcal{E}$. Далее, из этих ионов, попадающих в магнитное поле, через него пройдут и попадут на детектор частицы с заданным соотношением $\sqrt{mE}/q = \sqrt{m/q} \cdot \sqrt{E/q}$.

Анализаторы могут быть расположены так, чтобы частицы отклонялись обоими устройствами в одном или противоположных направлениях. Если границам магнитного поля придать форму дуг определенной кривизны, то можно ограничиться меньшими полями. Однако такое улучшение существенно только при отклонении ионов в одном направлении электростатическим и магнитным анализаторами [50].

Различие в отношении $\sqrt{m/q}$ и, следовательно, требования по минимальному расстоянию для пучков ионов разного вида зависят от состава измеряемых потоков и от задач эксперимента. Например, при разделении ионов H^+ , He^+ и He^{++} коэффициент $\sqrt{m/q}$ составляет соответственно 1; 1,4 и 2, а при разделении ионов Fe^{8+} , Fe^{9+} , Fe^{10+} , Fe^{11+} , Fe^{12+} , Fe^{13+} — 2,65; 2,50; 2,38; 2,26; 2,16 и 2,08 соответственно.

В задачах последнего вида более жесткие требования предъявляют по фокусировке пучков и снижению аберраций. Так, например, если границам магнитного поля придать форму дуги (рис. 25, а, б), то осуществляется коррекция угловой аберрации, а если выполнять их скошенными (см. рис. 25, в, г), то снижается дисперсия D_E и корректируется хроматическая аберрация; для специально подобранных форм границы магнитного поля (см. рис. 25, д, е) обеспечивает улучшение двойной фокусировки по углам и скорости (энергии) [50].

Селекция ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Электростатическое и магнитное поля могут действовать на частицу не последовательно, а одновременно, т. е. быть пространственно совмещены. Движение заряженных частиц в скрещенных равномерных электрическом и магнитном полях (векторы $\mathcal{E}$ и B перпендикулярны вектору начальной скорости v_0) можно описать следующими уравнениями [35]:

$$\ddot{x} = (qB/m) \dot{y} \quad \text{и} \quad \ddot{y} = q\mathcal{E}/m - (qB/m) \dot{x}. \quad (2.126)$$

Эти уравнения можно решить заменой переменных $\xi = x - \omega t$ и 110

переходом к новой системе координат, движущейся со скоростью u в направлении оси x . Если выбрать $u = \mathcal{E}/B$, то уравнения упрощаются и принимают вид

$$\ddot{\xi} = (qB/m)\dot{\eta} \text{ и } \ddot{\eta} = -(qB/m)\dot{\xi}. \quad (2.127)$$

Следовательно, в движущейся со скоростью u системе координат частица вращается по окружности и результирующее движение частицы складывается из ее вращения по радиусу $mv/(qB)$ и равномерного движения вдоль оси x ; траектория частицы представляет собой троихоиду с радиусом образующего

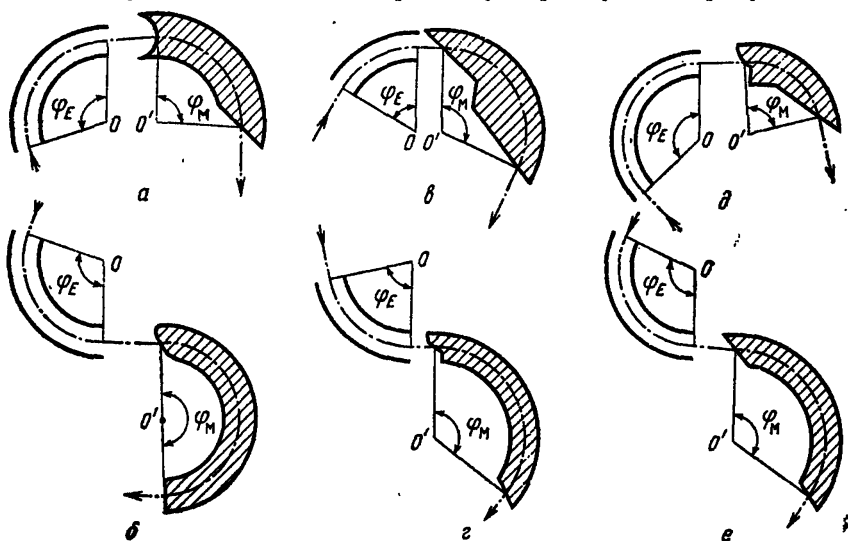


Рис. 25. Форма магнита для корректировки aberrации по углу (а, б), по энергии (в, г) и для полной двойной фокусировки (д, е)

круга r и расстоянием ρ от центра этого круга до точки, вычерчивающей траекторию (рис. 26). Параметры r и ρ определяются выражениями:

$$r = vm/(qB) = m\mathcal{E}/(qB^2);$$

$$\rho = r[(v/u)^2 - 2(v/u)\cos\alpha + 1]^{1/2}, \quad (2.128)$$

где α — угол направленности начальной скорости частицы. Через отрезки, кратные $b = 2\pi r = 2\pi m\mathcal{E}/(qB^2)$ и частицы, влетевшие в анализатор у точки $x=y=0$, вновь пересекут ось x , т. е. произойдет фокусировка пучка по углам α . Эта величина b зависит от параметров частиц: заряда, массы и энергии.

В зависимости от величины и направленности начальной скорости частицы двигаются по троихоидам разного вида. Если

$v_0=0$, реализуется простейший случай такого движения — по циклоиде.

Интересным представляется случай «компенсированных сил», предложенный Вином, при котором сила, действующая на частицу и обусловленная электростатическим полем $q\mathcal{E}$, равна и противоположна по направлению силе, создаваемой магнитным полем qvB , т. е. $v = \mathcal{E}/B$. В этом случае $v = u$ и $\rho = 2r \times \times (1 - \cos \alpha)$; для $\alpha \rightarrow 0$ траектории представляют собой прямую линию.

Устройство, в котором частицы движутся под действием скрещенных электростатического и магнитного полей и при

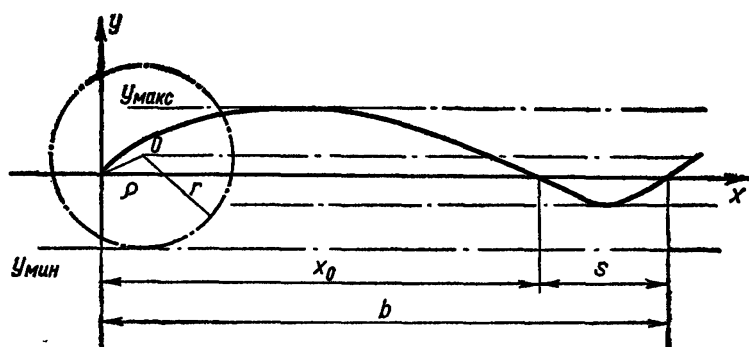


Рис. 26. Траектория частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях

помощи пластин, параллельных оси x и имеющих бесконечно малый зазор (или ряда диафрагм с очень малыми отверстиями), выделяются частицы, двигающиеся вдоль оси x , называли фильтром скоростей, или фильтром Вина.

Реально как ширина входного и выходного окна анализатора d , так и расстояние между пластинами D , отличны от нулевых. Поэтому через фильтр Вина пройдут также частицы, двигающиеся по трохоидам с малыми ρ и имеющие скорость, отличную от величины v на $\pm \Delta v$.

Анализ прохождения ионов через такое устройство [51] показал, что разрешение фильтра Вина по скорости δ_v при $\alpha \rightarrow 0$ и для случая, когда линия с нулевым потенциалом совпадает с осью x , определяется выражением

$$\delta_v = \xi d/L, \quad (2.129)$$

где L — длина области скрещенных полей; ξ — наименьшая из величин $Lr^{-1}(1 - \cos L/r)^{-1}$ и $DL/(2dr)$. Поскольку в выражение (2.129) входит радиус поворота частицы в данном магнитном поле, являющийся функцией энергии частицы, ее заряда и

массы, от всех этих параметров зависит разрешение по скорости δ_v .

Следует отметить, что фильтр Вина может обеспечить селекцию частиц по виду только в сочетании с каким-либо другим анализатором, производящим отбор по другим параметрам. Например, в совокупности с электростатическим анализатором, выделяющим из потока, однородного по скорости $v = \sqrt{2E/m}$, частицы с заданной величиной E/q , фильтр Вина позволит селектировать ионы по отношению m/q , т. е. по виду.

Использование совмещенных полей отклоняющего конденсатора и магнита. Значительный интерес для построения спектрометров представляет комбинация электростатического поля цилиндрического конденсатора и однородного магнитного поля, направленного вдоль оси цилиндра. Такое устройство обладает свойствами селекции ионов разного вида и фокусировки частиц на выходе анализатора. Если заряженные частицы имеют скорость v_0 , направленную по касательной к среднему радиусу цилиндрического конденсатора R_0 , то они далее движутся по круговой орбите с этим радиусом при условии, что центробежная сила уравнивается суммой сил, создаваемых при воздействии на частицы электростатического и магнитного полей, т. е. $mv_0^2/R_0 = q\mathcal{E} + qv_0B$, или $2E/R_0 = q\mathcal{E} + qB\sqrt{2E/m}$. Для упрощения анализа этого соотношения вводят коэффициент y , равный доле центробежной силы, которая компенсируется силой электростатического поля и может принимать любое положительное или отрицательное значение [41]. В частности, случай $y=0$ соответствует однородному магнитному полю ($\mathcal{E}=0$, т. е. электрическое поле отсутствует), случай $y=1$ — наличию только электростатического поля цилиндрического анализатора ($B=0$), а $y=\pm\infty$ — компенсации сил, когда $R=\infty$ и частицы движутся прямолинейно (фильтр Вина).

Из решения уравнений движения следует, что система с комбинацией магнитного поля и поля цилиндрического конденсатора фокусирует частицы, влетающие в анализатор под некоторым углом α относительно касательной к круговой орбите; фокусировка происходит при угле поворота $\varphi_0 = \pi\sqrt{1+y^2}$. При $y=0$ $\varphi_0 = \pi$, а при $y=1$ $\varphi_0 = \pi/\sqrt{2}$, т. е. получают значения, приведенные в § 2.3. Для фильтра Вина $\varphi_0=0$, и можно говорить о расстоянии $R_0\varphi_0$, на котором происходит фокусировка; это расстояние равно $R_0\pi/y = 2\pi E/(q\mathcal{E}) = \pi[mv/(qB)]$, т. е. в π раз больше радиуса поворота частицы R_B в данном магнитном поле B .

Радиусы движения частиц, ограничивающих апертуру, можно определить как $R = R_0 + \alpha R_1$, где R_1 — радиус внутренней пластины конденсатора. При $\varphi = \varphi_0/2$ с достаточной точностью можно представить $R - R_0 = \alpha R_0/\sqrt{1+y^2}$. Для $y=0$ $R - R_0 = \alpha R_0$;

при $y=1$ $R-R_0=\alpha R_0/\sqrt{2}$, а для фильтра Вина максимальное смещение частиц от прямолинейной траектории $R-R_0=\alpha R_0$.

Ширина изображения частиц, влетающих под углом α через бесконечно тонкую входную щель, в точке фокусировки равна

$$\delta = -R_0\alpha^2(1+y/3+y^2+3y^3)/(1-y^2)^2. \quad (2.130)$$

Отрицательный знак показывает, что изображение лежит по одну сторону центрального луча, ближе к центру кривизны. Для $y=0$ $\delta=-\alpha^2 R_0$, при $y=1$ $\delta=-4\alpha^2 R_0/3$ (эти результаты получены и при анализе движения частиц в электростатическом и магнитном полях). Для фильтра Вина $y=\pm\infty$ $\delta=-3\alpha^2 \times \lim R_0/y = -3\alpha^2 R_0$.

Дисперсия по скорости $D_v=2R_0(1+y)/(1+y^2)$; при $y=0$ и при $y=1$ $D_v=2R_0$, а для фильтра Вина ($y=\pm\infty$) $D_v=2R_0$. Удельная дисперсия по скорости $d_v=(2/\alpha^2)/|1+y+y^2+y^3|/|1+y/3+y^2+3y^3|$. При $y=0$ $d_v=2/\alpha^2$, при $y=1$ $d_v=1,5/\alpha^2$, а для фильтра Вина $d_v=0,67/\alpha^2$.

Интересный вариант системы образуется при $y=-1$. Как следует из приведенных выше формул, ему соответствует значение $D_v=0$, т. е. достигается идеальная фокусировка по скорости (ахроматическая система), а ширина изображения $\delta=-\alpha^2 R_0/3$ значительно уже, чем для случая электростатического или магнитного поля. Кроме того, вблизи фокуса в таком анализаторе получается линейная шкала масс, т. е. $\Delta R \simeq \Delta m \times (R_0/m_0)$.

Спектрометры с комбинацией времяпролетных и отклоняющих устройств. Для измерения распределений заряженных частиц малой энергии по виду можно использовать системы, основанные на сочетании времяпролетных устройств и энергетических анализаторов. В таких системах из потока частиц с помощью электрического затвора (модулятора) в определенные моменты времени формируется поток ионов, который проходит через пролетную базу с расстоянием L , а затем через электростатический или магнитный энергетический анализатор с отклоняющим полем. Частицы, выделенные этим анализатором, попадают в один или несколько детектирующих элементов. Для повышения чувствительности прибора стремятся использовать анализаторы с радиальной и аксиальной фокусировкой; чаще всего для этого используют электростатические анализаторы. Поскольку применение нескольких детекторов на выходе анализатора, регистрирующих параллельно частицы с разными параметрами E/q , позволяет определять сразу несколько точек в распределении по E при одном значении отклоняющего напряжения $U_{з.а}$ и ускоряет сбор данных, в большинстве описанных систем использовали анализаторы типа зеркала (см., например, работы [52—54]). В таких системах применяли и магнитные анализаторы [55].

Рассмотрим характеристики времяпролетного спектрометра с анализатором типа зеркала (рис. 27). Ионы, прошедшие затвор в короткий интервал времени от t_0 до $t_0 + \Delta t$, пролетают базовое расстояние L за время $t_1 = L/\sqrt{m/(2E)}$ и попадают под углом θ в пространство между пластинами с напряженностью электростатического поля $\mathcal{E} = U_{э.а}/d$. Каждая из частиц движется по траектории, зависящей от отношения E/q , и пересекает нижнюю пластину анализатора на расстоянии x_i от входной

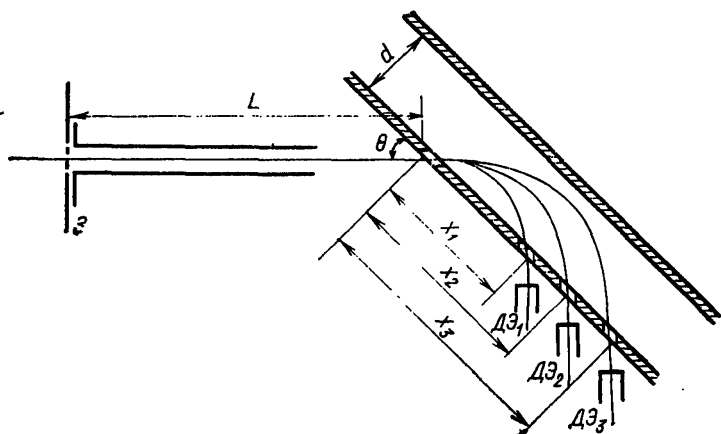


Рис. 27. Спектрометр с комбинацией времяпролетной системы и анализатора типа зеркала

щели, определяемом соотношением (2.79). Время пребывания частиц в электростатическом анализаторе составляет $t_2 = x/(v_0 \cos \theta)$. Таким образом, t_{π} — время пролета ионом расстояния от затвора до детектирующего элемента $ДЭ_i$, расположенного на расстоянии x_i от входной щели и рассчитанного на регистрацию частиц определенной энергии, — связано с отношением A/z выражением [53]

$$A/z = \{(2E/z)/[m_p(L + x_i/\cos \theta)^2]\} t_{\pi}^2. \quad (2.131)$$

Показано, что разрешение такого спектрометра для идеальных условий (формирование короткого пучка, пренебрежимо малое влияние разброса по входным углам) составляет

$$d(A/z)/(A/z) = 2dt_{\pi}/t_{\pi} = (dx/x)[1 - 2L/(L + x/\cos \theta)]. \quad (2.132)$$

Выражение в квадратных скобках учитывает различие во времени t_1 и t_2 для ионов разной энергии: ионы с большей энергией быстрее приходят ко входной щели, но путь их в электростатическом анализаторе больше (по этой же причине разброс по величинам $\Delta t_{\pi}/t_{\pi}$ при заданном $\Delta E/E$ больше у входной

щели, чем у выходных). При $L = x/\cos \theta$ выражение в скобках обращается в нуль, т. е. ионы с некоторым отношением A/z теоретически приходят в данную точку одновременно.

Были рассмотрены системы, в которых детекторы располагают не у нижней пластины электростатического анализатора, а на линии, где достигается фокусировка второго порядка и которая составляет угол 30° с плоскостью пластины (см. рис. 11, б) [52]. В этом случае ко времени t_1 и t_2 добавляется интервал времени t_3 , учитывающий время движения частиц вне электростатического поля от нижней пластины до детектирующих элементов. Как это расстояние, так и время t_3 зависят от отношения E/q для данного иона. Это приводит к более сложным вычислениям значений t_n и несколько другим характеристикам спектрометра.

Используя сочетание времяпролетного устройства и анализатора типа зеркала, можно создать спектрометр, измеряющий распределение частиц только по виду при интегрировании его по значениям энергии E . Для этого на отклоняющие пластины электростатического анализатора надо подавать напряжение не постоянное, а меняющееся во времени по закону $U_{э.а} = U_{э.а}^0 / (t_1 + t)^2$, где $t_1 = L/v_0 = L/\sqrt{m/(2E)}$, а t — время, отсчитываемое от момента попадания иона в электростатический анализатор (время $t_1 + t$ отсчитывается от момента пропускания частиц через затвор). Показано [54], что в этом случае уравнение траектории описывается следующей зависимостью:

$$y = (q/m) (U_{э.а}^0/d) \{ \ln [(L + x/\cos \theta)/L - x/(L \cos \theta)] + x \operatorname{tg} \theta \}. \quad (2.133)$$

В эту зависимость не входит энергия E , и, следовательно, расстояние x , между точкой в которой траектория пересекает нижнюю пластину ($y=0$) и входной щелью, зависит только от параметров q и m частиц и от характеристик устройств (значений L , d , θ , $U_{э.а}^0$).

Разрешение спектрометра по параметру q/m выражается довольно сложной зависимостью; однако при $x/L \cos \theta \ll 1$ это выражение упрощается до следующего:

$$\Delta(q/m) = [2L^2/(U_{э.а}^0 x/d)] [(\sin \theta \cos \theta) \Delta x/x + \cos 2\theta \Delta \theta]; \quad (2.134)$$

при $\theta = 45^\circ$ получаем

$$\Delta(q/m)/(q/m) = \Delta x/x. \quad (2.135)$$

Конечные размеры пропускающих устройств (входной и выходных щелей электростатического анализатора), времени импульса, в течение которого ионы проходят через затвор, а также разброс частиц по углу при попадании в анализатор $\Delta \theta$ влияют

на характеристики анализаторов. Определить их точно можно лишь при моделировании устройств на ЭВМ. На основании таких расчетов и часто идя на компромисс, можно выбрать параметры реальной системы. Так, например, уменьшение расстояния между пластинами d позволяет улучшить временное разрешение спектрометра, однако сужает интервал допустимых значений E/q , так как при этом уменьшается область пространства, где можно располагать детекторы; кроме того, объем, занимаемый анализатором, увеличивается с ростом расстояния d как d^3 .

Зарядовые спектрометры с электростатическим анализатором и пропорциональным детектором. Сочетание электростатического отклоняющего устройства с пропорциональным импульсным детектором и каскадами амплитудного отбора позволяет выполнить систему, которая измеряет наряду с энергетическим распределением частиц также их распределение по величине заряда. Электростатический анализатор выделяет из всего потока частицы с определенным отношением E/q , а при помощи пропорционального детектора измеряются значения энергии E частиц, прошедших через отклоняющее устройство. Таким образом, можно раздельно определить величины q и E каждой из таких частиц, а изменяя условия отбора (отношение E/q), — энерго-зарядовое распределение частиц в потоке. Решающая способность системы по заряду, необходимая по условиям эксперимента, определяет требуемые значения энергетического разрешения электростатического анализатора и устройства детектор — амплитудный анализатор.

Для решения некоторых задач такие системы могут оказаться приемлемыми, однако они не находят широкого применения в спектрометрии заряженных частиц. Сама проблема селекции частиц по заряду намного уже общего случая видового анализа — измерения распределения как по заряду, так и по массе. Энергетический диапазон этих систем также довольно ограничен. Минимальное значение измеряемой энергии (энергетический порог чувствительности) определяется шумами пропорционального детектора и для наиболее приемлемого для этих энергий полупроводникового детектора составляет около 50 кэВ (см. § 4.1). Максимальное значение энергии ограничено необходимостью использовать для отклонения частиц очень большое напряжение $U_{э.а} = (E/q) (2d/R)$, что приводит к расходу повышенной мощности источником этого напряжения и усложняет задачу обеспечения электрической прочности цепей и элементов устройства. Если напряжение $U_{э.а}$ снижать за счет уменьшения отношения d/R , то геометрический коэффициент системы уменьшится, как $(d/R)^2$, и она будет обладать малой чувствительностью к заряженным частицам. Поэтому практический предел значений $U_{э.а}$ близок к 3—5 кВ, а энергий $E_{\text{макс}}$ — к 100—150 кэВ.

§ 2.5. Измерение угловых распределений

Для измерения угловых распределений необходимо, чтобы функция чувствительности детектора спектрометра была отлична от нуля лишь в пределах достаточно малого телесного угла $\Delta\Omega$ (угла зрения). Тогда угловой спектр можно измерить сканирующим перемещением (непрерывным или дискретным) детектора в пределах интересующего экспериментатора телесного угла Ω или размещением ряда детекторов, перекрывающих угол Ω с определенной скважностью. Первый способ является аналогом измерения энергетического спектра дифференциальным дискриминатором со сканирующим каналом, а второй — параллельного измерения многоканальным анализатором в нескольких энергетических интервалах, причем угол зрения $\Delta\Omega$ представляет собой аналог ширины канала спектрометра энергий. Сканирование детектора (в угловом спектрометре первого вида) осуществляют механическим перемещением его относительно неподвижного аппарата, или вращением аппарата при неподвижном детекторе, или комбинированием указанных видов перемещений — сканированием детектора относительно аппарата и вращением последнего.

Угол зрения $\Delta\Omega$ зависит от вида используемого детектора и определяется в детекторах проникающего излучения специальным коллимирующим устройством, ограничивающим телесный угол, в пределах которого частицы или кванты могут попасть на чувствительный элемент детектора, или взаимным расположением нескольких детектирующих элементов, образующих телескоп, а в детекторах частиц низких энергий (непроникающих) конструктивными особенностями детектирующей системы и потенциалами, заданными на отдельные ее элементы.

Задание угла зрения в детекторах проникающих частиц. Простейший способ ограничения угла зрения состоит в размещении перед детектирующим элементом ДЭ диафрагмы ДФ (рис. 28, а) с апертурным отверстием определенного размера. На практике чаще всего используют круглые ДЭ и диафрагмы, расположенные на некотором расстоянии l друг от друга по оси симметрии (оси зрения). Пространственную чувствительность детектора с ограниченным углом зрения описывают тремя характеристиками: функцией дифференциальной геометрической эффективности $g(\vartheta, \varphi)$, геометрической эффективностью G и собирающей способностью Γ [56].

Функция $g(\vartheta, \varphi)$ описывает зависимость вероятности попадания частиц на ДЭ от угла между осью зрения и направлением детектируемого потока:

$$g(\vartheta, \varphi) = \int_{\Delta S_d(\vartheta, \varphi)} d\sigma r_1(\vartheta, \varphi), \quad (2.136)$$

где $d\sigma$ — ориентированный элемент площади, равный по модулю площади этого элемента и ориентированный по нормали к

нему; $\mathbf{r}_1(\theta, \varphi)$ — единичный вектор, ориентированный в направлении падающего потока θ, φ и $\Delta S_d(\theta, \varphi)$ — часть площади ДЭ, которая под углом θ, φ проецируется на апертурный круг. В частном случае, когда элементы детектора обладают осевой

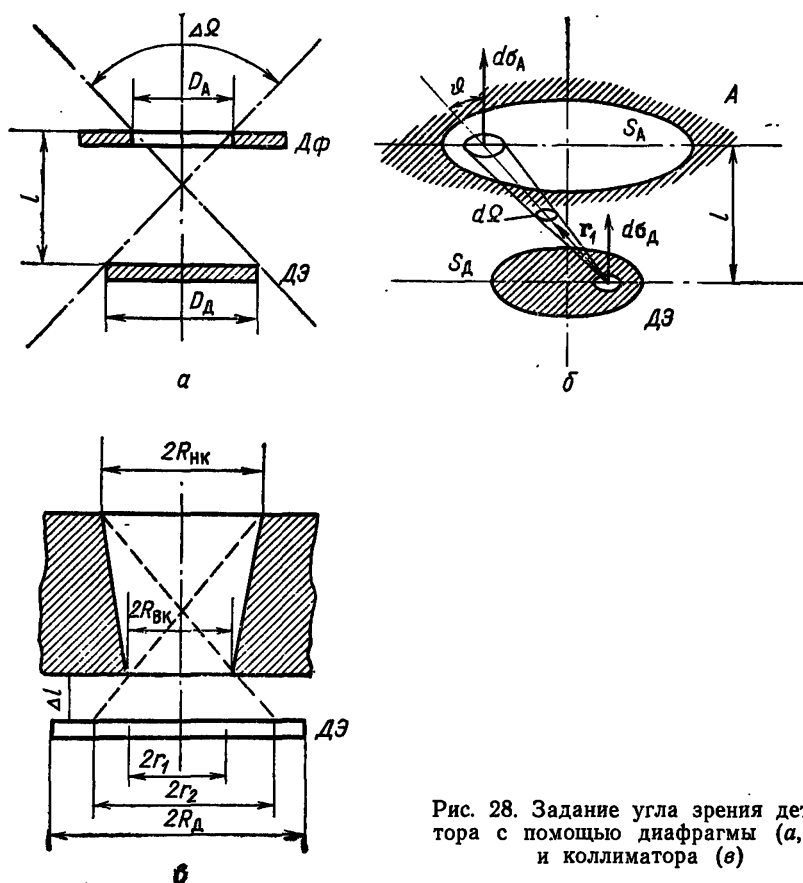


Рис. 28. Задание угла зрения детектора с помощью диафрагмы (а, б) и коллиматора (в)

симметрией и являются плоскими, функцию дифференциальной эффективности можно выразить уравнением (для $S_d \ll S_a$)

$$g = g(\theta) = S_d \cos \theta f(\theta), \quad (2.137)$$

где $f(\theta)$ учитывает перекрытие проекций апертурного отверстия и детектора, когда апертура проецируется на плоскость детектора под углом θ . Эта функция была вычислена в работе [56]:

$$f(\theta) = \begin{cases} 1; & \theta_c > \theta \geq 0 \\ \frac{1}{2\pi} \left[2\psi_1 - \sin 2\psi_1 + \left(\frac{R_a}{R_d} \right)^2 (2\psi_2 - \sin 2\psi_2) \right]; & \theta_m > \theta > \theta_c; \\ 0; & \theta > \theta_m. \end{cases} \quad (2.138)$$

где $\vartheta_0 = \arctg [|R_d - R_a| / l]$; $\vartheta_m = \arctg [(R_d + R_a) / l]$; $\psi_1 = \arccos [(R_d^2 + l^2 \operatorname{tg} \vartheta - R_a^2) / 2l R_a \operatorname{tg} \vartheta]$ и $\psi_2 = \arccos [(R_a^2 + l^2 \operatorname{tg} \vartheta - R_d^2) / 2l R_a \operatorname{tg} \vartheta]$.

Отметим, что уравнения (2.137) и (2.138) справедливы и для случая $S_a < S_d$; при этом, однако, в них индексы д и а необходимо изменить на обратные. В частном случае, когда $R_a = R_d = R$, $\vartheta_0 = 0$, уравнение (2.125) трансформируется в следующее [26]:

$$f(\vartheta) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos [(l/D) \operatorname{tg} \vartheta] - \frac{l}{D} \operatorname{tg} \vartheta \sqrt{1 - [(l/D) \operatorname{tg} \vartheta]^2} \right]; & \vartheta < \vartheta_m; \\ 0; & \vartheta > \vartheta_m \end{cases} \quad (2.139)$$

В качестве примера на рис. 29 приведена функция дифференциальной геометрической эффективности для последнего случая $S_d = S_a = 1$ и $D/l = 0,2$ ($\vartheta_{\max} = \arctg D/l \approx 11,4^\circ$). Параметром, определяющим угловое разрешение детектора, по аналогии с энергетическим разрешением может служить ширина углового распределения $f(\vartheta) \cos \vartheta$ на уровне 0,5 его максимума. В примере, приведенном на рис. 29, угловое разрешение детектора $\Delta \vartheta_{1/2} \approx 8,5^\circ$.

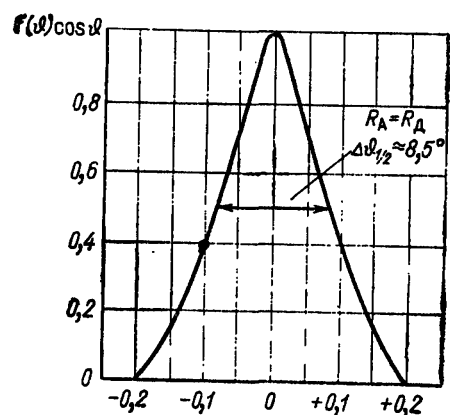


Рис. 29. Пример функции дифференциальной геометрической эффективности для коллиматора с цилиндрическим каналом

Зная функцию дифференциальной геометрической эффективности, можно рассчитать число частиц или квантов n , пересекающих поверхность детектирующего элемента в единицу времени. В простейшем случае, когда на детектор падает ориентированный поток частиц или квантов, образующих с осью зрения детектора угол $\vartheta < \vartheta_{\max}$ плотностью Φ_ϑ :

$$n = \Phi_\vartheta g(\vartheta). \quad (2.140)$$

Отметим, что полученное уравнение справедливо, если диафрагма полностью задерживает частицы, не попавшие в апертурное отверстие. Практический интерес представляет, однако, другой случай, когда поток детектируемых частиц не направленный, а описывается некоторой функцией плотности распределения $\Phi = \Phi_0 \rho(\vartheta)$ (будем полагать, что функция плотности $\rho(\vartheta)$ нормирована к единице). В этом общем случае имеем

$$n = \Phi_0 \int_0^{\vartheta_{\max}} p(\vartheta) g(\vartheta) d\vartheta. \quad (2.141)$$

Параметр

$$\Gamma = n/\Phi_0 = \int_0^{\vartheta_{\max}} p(\vartheta) g(\vartheta) d\vartheta \quad (2.142)$$

называют собирающей способностью детектора по отношению к потоку с данным угловым распределением. Он представляет собой суммарную эффективную площадь элемента детектирования, которую «видит» падающий поток под всеми углами. Зависимость параметра Γ от углового распределения детектируемого потока делает его применение неудобным для сравнения различных детекторов. С этой целью используют другую характеристику — геометрическую эффективность G , которая равна собирающей способности для всенаправленного равновероятного потока, когда $p(\vartheta) = \text{const}$. Принципиально можно вычислить геометрическую эффективность с помощью уравнения (2.142), подставив в него вместо $p(\vartheta)$ константу 2π , соответствующую равномерному распределению потока по углу ϑ в пределах полусферы. Однако проще с точки зрения техники вычислений использовать другое уравнение, которое можно рассматривать как математическое определение геометрической эффективности [56]:

$$G = \int_{\Omega_a} \int_{S_d} (d\sigma_d r_1) d\Omega. \quad (2.143)$$

Подынтегральное выражение представляет собой (см. рис. 28, б) произведение элемента поверхности детектора на телесный угол, под которым он «видит» элемент площади апертуры. Поскольку $d\Omega = r_1 d\sigma_a / r^2$, где r^2 — расстояние между обоими элементами, получаем

$$G = \int_{S_d} \int_{S_a} (r_1 d\sigma_d) (r_1 d\sigma_a) / r^2. \quad (2.144)$$

Уравнение (2.144) справедливо для любого взаимного расположения элемента детектирования и апертуры, имеющих произвольную форму. Для случая осевой симметрии это уравнение допускает аналитическое интегрирование, которое дает следующий результат [56]:

$$G = (\pi^2/2) l^2 \lambda (1 - \sqrt{1 - 4\rho_a^2 \rho_d^2 / \lambda^2}), \quad (2.145)$$

где $\rho_a = R_a/l$; $\rho_d = R_d/l$ и $\lambda = 1 + \rho_a^2 + \rho_d^2$. Если расстояние l между детекторами и диафрагмой настолько велико, что выполня-

ются соотношения $\rho_a^2 \ll 1$ и $\rho_d^2 \ll 1$, то можно использовать следующее приближенное уравнение:

$$O \approx \pi^{1/2} \rho_a^2 \rho_d^2 / \lambda = (S_d S_a / l^2) [1 + (S_d / \pi l^2) + (S_a / \pi l^2)]^{-1}. \quad (2.146)$$

Например, при $R_a = R_d = l = 1$ см ($\rho_a = \rho_d = 1$) приближенное значение, вычисленное по формуле (2.146), $G = 3,3$ см²·ср отличается от точного $G = 3,75$ см²·ср всего на 12%. Погрешность быстро снижается с уменьшением относительных радиусов ρ_a и ρ_d . При $\rho_a, \rho_d < 0,3$ можно не учитывать поправочного множителя в квадратных скобках уравнения (2.146) и принимать $G = S_d S_a / l^2$; при этом погрешность вычисления не превышает 4%.

Уравнение (2.144) допускает аналитическое интегрирование и для детектора с прямоугольной симметрией, когда апертура и ДЭ представляют собой прямоугольники со сторонами a_{a1}, a_{a2}, a_{d1} и a_{d2} , ось зрения, нормальная к их поверхностям, проходит через центры этих прямоугольников и стороны прямоугольников попарно параллельны. Результат интегрирования оказывается весьма громоздким [56] и здесь не приведен. Для предельных частных случаев, когда расстояние между детекторами l существенно превышает стороны прямоугольников апертуры и ДЭ и значительно меньше их, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{S_d S_a}{l^2} > G \gg \frac{S_d S_a}{l^2} \left[1 - \frac{a_{d1}^2 + a_{d2}^2 + a_{a1}^2 + a_{a2}^2}{l^2} \right]; \quad l^2 \gg a_i^2; \quad (2.147)$$

$$G \approx 4\pi S_d S_a [2l^2 + a_{d1}^2 + a_{d2}^2 + a_{a1}^2 + a_{a2}^2]^{-1}; \quad l^2 \ll a_i^2. \quad (2.148)$$

При более сложной геометрии детектора для вычисления геометрической эффективности G необходимо использовать численные методы интегрирования уравнения (2.144).

Выше рассмотрен случай, когда угол зрения детектора ограничивался тонкой диафрагмой. Он реализуется на практике при низкой проникающей способности детектируемых частиц. В детекторах частиц с высокой проникающей способностью угол зрения ограничивают с помощью коллимирующих устройств с цилиндрической или конической полостью (см. рис. 27, в). При расчете функции угловой чувствительности и геометрической эффективности детекторов, снабженных коллиматорами, применяют методы и соотношения, аналогичные приведенным выше, с учетом некоторых особенностей. В аксиально симметричном детектирующем устройстве с коллиматором метод расчета зависит от относительных размеров ДЭ и внутреннего отверстия коллиматора, а также от расстояния ДЭ от плоскости внутреннего отверстия Δl . Если элемент детектирования, у которого $R_d \gg R_{вк}$, непосредственно примыкает к плоскости внутреннего отверстия ($\Delta l = 0$), то геометрическую

эффективность можно вычислить с помощью уравнения (2.145), в которое в качестве R_a и R_d необходимо соответственно подставить радиусы наружного и внутреннего отверстий коллиматора $R_{нк}$ и $R_{вк}$. При $\Delta l \neq 0$ возможны два случая. В первом, когда ЭД не пересекает продолжения конической или цилиндрической поверхностей коллиматора (это соответствует соотношению $R_d < r_1$ в обозначениях на рис. 28, в), для вычисления геометрической эффективности в (2.145) вместо R_a и R_d необходимо подставить соответственно $R_{нк}$ и R_d . Более сложен второй случай, когда $R_d > r_1$. При интегрировании уравнения (2.144) в этом случае площадь детектора делят на три зоны с радиусами $r < r_1$, $r_1 < r < r_2$ и $r > r_2$. Вклад в геометрическую эффективность первой зоны вычисляют с помощью (2.145), подставляя в него $R_a = R_{нк}$ и $R_d = r_1$, а вклад второй — интегрированием (2.144) с учетом того, что для элементов площади этой зоны область допустимых значений Ω ограничена не только наружным, но и внутренним отверстием коллиматора. Вклад в общую геометрическую эффективность третьей зоны, очевидно, равен нулю.

Уравнения (2.144) и (2.145) применимы и для расчета параметров детекторов, выполненных в виде телескопов. Геометрическая эффективность телескопа, состоящего из двух элементов детектирования, выражается уравнением (2.145), в которое вместо R_a и R_d необходимо подставить радиусы этих элементов. Для телескопов с числом элементов больше двух, а также снабженных коллиматорами геометрическую эффективность вычисляют интегрированием уравнения (2.144) с учетом того, что область допустимых значений Ω для каждого элемента площади $d\sigma$ одного из ДЭ ограничена в общем случае всеми остальными элементами телескопа. Методы вычисления функции угловой чувствительности и геометрической эффективности многоэлементных телескопов рассмотрены в работе [56].

Как отмечалось выше, характеристики $g(\vartheta, \varphi)$ и G представляют собой исключительно геометрические показатели детектирующего устройства, не связанные с физическими особенностями механизма детектирования применяемого ДЭ. Показателем же, характеризующим преобразование потока частиц или квантов в плотность потока импульсов на выходе детектора, является чувствительность, определенная уравнением (2.12). Очевидно, чувствительность детектора к однородному потоку равна произведению дифференциальной геометрической эффективности и эффективности детектирования (т. е. вероятности того, что частицы, траектории которых пересекают чувствительный объем ДЭ, вызывают его срабатывание):

$$s(\vartheta, \varphi, E, j) = g(\vartheta, \varphi) (\eta_j(\vartheta, \varphi, E)). \quad (2.149)$$

В некоторых случаях, например при детектировании заряженных частиц, можно считать, что $\eta_j(\vartheta, \varphi, E) = \text{const}(\vartheta, \varphi) = 1$.

Тогда для всенаправленного изотропного потока интегральная чувствительность в соответствии с уравнением (2.17) пропорциональна геометрической эффективности

$$S = G \sum_j p_j(E) dE. \quad (2.150)$$

Если же зависимостью эффективности η_j от направления потока относительно оси зрения детектора пренебречь нельзя, то для вычисления интегральной чувствительности необходимо проинтегрировать правую часть (2.17), выразив в нем $s(E, \theta, \varphi, j)$ с помощью уравнения (2.149).

Угол зрения в блоках детектирования заряженных частиц малой энергии. Если в спектрометрах заряженных частиц малой энергии угол зрения ограничен диафрагмами, размещенными перед анализатором, или движение частиц в анализаторе прямолинейно, то для них справедливы приведенные выше соотношения. Однако в тех случаях, когда используют анализаторы с отклоняющими полями (а их большинство), задача определения угловых характеристик усложняется.

Как уже отмечалось в § 2.3, угол зрения анализаторов с секторным электростатическим или магнитным полем ограничен теми углами $\alpha^+_{\text{макс}}$ и $\alpha^-_{\text{макс}}$ направленности частиц относительно касательной к равновесной круговой траектории, при которых траектории этих частиц касаются внешней или внутренней пластины. Эти углы зависят от параметров частиц (в простейшем случае — от их энергии) и координат точки попадания частицы во входное окно анализатора. Следовательно, имеет место энерго-координатно-угловая зависимость для каждой анализирующей системы, из которой можно определить граничные углы $\alpha^+_{\text{макс}}$, $\alpha^-_{\text{макс}}$ и угол зрения $\Delta\alpha = \alpha^+_{\text{макс}}$ для потока частиц с равновероятным энергетическим и угловым распределениями (в пределах области измерения).

Для простых систем указанные зависимости можно получить аналитически; в § 2.3 они рассмотрены для цилиндрического электростатического анализатора. Значения $\alpha^+_{\text{макс}}$, $\alpha^-_{\text{макс}}$ и $\Delta\alpha$ вычислены для узкого и широкого пучков частиц с равномерным энергетическим распределением, а их зависимость от параметров анализаторов определена выражениями (2.92) — (2.100). Выражения (2.95) — (2.97) даны для углов $\beta^+_{\text{макс}}$, $\beta^-_{\text{макс}}$ и угла зрения $\Delta\beta$ в плоскости, перпендикулярной той, где лежит радиус поворота и где не происходит отклонения частиц.

На рис. 30 в качестве примера приведены также рассчитанные аналитически энерго-координатно-угловые зависимости для сферического электростатического анализатора [39].

Однако в сложных системах, особенно состоящих из нескольких устройств с отклоняющими полями, единственный способ определить угловые характеристики — это моделирование

блока детектирования на ЭВМ. Для этого наиболее приемлем метод Монте-Карло: берут набор пробных частиц с равномерным распределением параметров (энергии E , углов направленности α , β , координат точек попадания во входное окно анализатора x , y) и характеризующимся определенным видом i (зарядом q и массой m). Эти начальные параметры меняют с некоторым шагом в пределах диапазона значений, в котором возможно прохождение частиц через анализатор. Для каждого набора параметров вычисляют траекторию частицы последовательными шагами, имитирующими ее действительное движение.

Значения начальных параметров меняют обычно фиксированными шагами с постепенным удалением от равновесной траектории в положительную и отрицательную стороны (если система симметрична, то соответствующую координату меняют только в одну сторону). Вычислением траекторий устанавливают, проходит ли частица с данным набором параметров через анализатор (т. е. не касается ли конструктивных элементов: диафрагм, пластин — и не выходит ли из активной области детектирующего элемента). Совокупность параметров E , α , β , x и y , при которых частицы проходят в детектор, создает область пропускания.

Для сокращения машинного времени области пропускания вычисляют с фиксированным шагом по одной координате и поиском границ пропускания — по другим. Границы отыскивают последовательными шагами с сокращением каждый раз интервала приращения параметра вдвое. Направление нового шага определяется результатами предшествующей проверки: если частица проходит через анализатор, то соответствующий параметр увеличивается, а если не проходит — уменьшается. Итерации прекращаются по достижении заданной точности [57].

Такие расчеты позволяют вычислить не только углы зрения детектора и связь их с энергией частиц, но и функции дифференциальной геометрической эффективности для интересую-

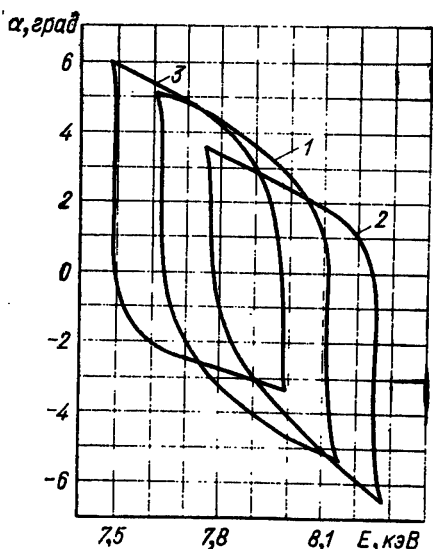


Рис. 30. Энерго-координатно-угловые диафрагмы пропускания сферического анализатора для узкого пучка частиц. Попадание пучка во входное окно: 1 — в центр; 2 — на расстояние $-d/4$ от центра; 3 — на расстояние $d/4$ от центра

щего энергетического диапазона. Зная эти функции, а также энергетическое и угловое распределения частиц в исследуемом потоке, можно определить число частиц, проходящих на детектор не только для изотропных потоков с равномерным распределением по энергии, но и для потоков с произвольным видом распределений.

При малой энергии заряженных частиц направленности оси зрения можно изменить не только механически (поворотом детектора), но и электрически — при помощи дополнительных электростатических отклоняющих систем. Это расширяет возможности построения угловых, энерго-угловых и даже энерго-массо-зарядо-угловых спектрометров.

ГЛАВА 3

СПЕКТРОМЕТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

§ 3.1. Особенности спектрометров заряженных частиц малой энергии для космических аппаратов

Энергия заряженных частиц, являющихся объектом измерений, определяет используемые методы спектрометрии и условия, в которых находятся детектирующие устройства. Как отмечалось в § 2.3, электроны с энергией 5 кэВ и менее и протоны с энергией 60 кэВ и менее не могут пройти даже через относительно тонкие алюминиевые фольги (толщиной 0,2 мг/см²). Поэтому при регистрации потоков таких частиц, обычно называемых заряженными частицами малой энергии, используют открытые (неэкранированные) детекторы, находящиеся в условиях космического пространства. В этих же условиях находятся и элементы устройств, предшествующих детектору: коллиматоров, анализирующих систем, диафрагм и др. Это обуславливает важные особенности разработки такой аппаратуры.

Одна из наиболее серьезных проблем возникает в связи с тем, что на активную поверхность детектора, так же как на поверхности других устройств в блоке детектирования, не защищенные от воздействия космической среды, действуют не только измеряемые потоки корпускулярного излучения, но и ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное излучения Солнца, потоки этих излучений, отраженные от Земли или других планет, ультрафиолетовое и видимое излучения полярных сияний и т. п. Видимое и ультрафиолетовое излучения Солнца с длиной волны короче 0,13 мкм вызывают значительную фотоэлектронную эмиссию из металлических поверхностей. Вид материала, характер поверхности, угол наклона между направлением светового потока и поверхностью влияют на число эмитируемых фотоэлектронов. Приближенные оценки для вольфрама, например, дают плотность потока фотоэлектронов около 10^{11} част./((с·см²)), что намного превышает плотность потока измеряемых корпускулярных потоков. Поэтому приходится предпринимать специальные меры, чтобы обеспечить защиту детектора от воздействия прямого видимого и ультрафиолетового излучений Солнца, а также от квантов, претерпевших несколько случаев отражения или рассеяния. Этого достигают в первую очередь поворотом пучков измеряемых частиц и вы-

бором материалов и конструкции анализаторов, обеспечивающих значительное ослабление отраженных световых потоков.

Неэкранизированная аппаратура, размещенная на космических аппаратах, подвергается также воздействию значительного теплового излучения Солнца, а если спутники или космические станции находятся вблизи Земли или других планет — воздействию лучистых потоков, отраженных от этих планет (например, для Земли альбеда составляет 0,32—0,52 в зависимости от времени года и облачности).

Наибольший энергетический вклад в этот поток вносит излучение в инфракрасной части спектра. Плотность энергии теплового потока от Солнца (так называемая «солнечная постоянная») равна 0,14; 0,273 и 0,925 Вт/см² соответственно у орбиты Земли, Венеры и Меркурия [58].

Тепловой поток действует на неэкранизированные элементы блока детектирования, существенно влияет на тепловой баланс и приводит к повышению температуры этих элементов, в особенности если они имеют плохой тепловой контакт с корпусом аппарата. Нагрев деталей и узлов необходимо учитывать при конструировании приборов, и в особенности следует принимать во внимание тот факт, что элементы конструкции, слабо отражающие видимое и ультрафиолетовое излучения Солнца (и приемлемые для уменьшения влияния этого излучения на детектирующий элемент), в наибольшей степени поглощают теплового излучение.

Один из специфических видов воздействия космических условий на аппаратуру, не защищенную экраном, — испарение вещества в вакууме (сублимация). Воздействие на материалы, находящиеся в вакууме, коротковолнового электромагнитного и корпускулярного излучений, а также повышение их температуры существенно ускоряют испарение. Поэтому приходится выбирать для выполнения аппаратуры материалы, наиболее устойчивые к сублимации. Так, например, с этой точки зрения не рекомендуют применять кадмий; цинк, магний, обладающие относительно большой скоростью испарения при $T < 200^\circ \text{C}$, а также органические соединения с небольшой молекулярной массой; наилучшими характеристиками обладают золото и медь, а из неорганических соединений — текстолит, стеклопластик и др. [58]. Приближенные значения температур, при которых в год теряется до 10% массы вещества при давлении 10^{-6} мм рт. ст., составляют для эпоксидных смол 40—250°С, полиуретана 60—150°С, полистирола 100—200°С.

При использовании полимерных материалов в аппаратуре продукты испарения могут конденсироваться на электрических элементах и создавать на проводящей поверхности тонкий слой изоляционного вещества. В вакууме, кроме того, происходит разложение полимеров; могут изменить свои электрические характеристики некоторые материалы.

Действие корпускулярного и электромагнитного излучений на космический аппарат и на неэкранизированные приборы и блоки, а также взаимодействие их с окружающей плазмой являются причиной появления поверхностных зарядов. Фотоэмиссия и эмиссия вторичных электронов приводят к появлению на поверхности космических аппаратов положительного заряда, тогда как кулоновское взаимодействие и более высокая температура электронов в плазме по сравнению с ионной температурой приводят к нейтрализации этого заряда (а иногда и к появлению отрицательного заряда). Установившееся динамическое равновесие определяет потенциал космического аппарата, обычно лежащий в пределах от 0 до 15 В. При спектрометрии частиц очень малой энергии этот потенциал может внести значительную неопределенность в результаты измерений.

На поверхности металлических элементов блоков детектирования, изолированных от корпуса космического аппарата, или элементов, выполненных из хороших изоляторов и оказывающихся под действием потоков видимого и ультрафиолетового излучений Солнца или потоков заряженных частиц, также образуются поверхностные заряды. Эти элементы могут приобретать значительный потенциал, искажающий электростатическое поле и влияющий на движение частиц, параметры которых измеряются. Поэтому при выполнении неэкранированных блоков детектирования на все металлизированные детали и узлы должно быть задано определенное напряжение, а изоляторы должны находиться вне зоны непосредственного действия видимого и ультрафиолетового излучений Солнца и корпускулярных потоков.

Одной из наиболее серьезных и острых проблем, при выполнении измерителей угловых распределений, также связанной с размещением аппаратуры в глубоком вакууме, является передача механического движения. В условиях вакуума смазка, как правило, не обеспечивает длительной и надежной работы механических устройств (перспективны только твердые смазочные вещества). В космосе адсорбированные газы легко улетучиваются и через микроскопические неровности чистых материалов движущиеся устройства привариваются друг к другу (удовлетворительно работают лишь немногие трущиеся пары, имеющие малую растворимость друг в друге, например, тантал — медь или вольфрам — медь). Поэтому приходится существенно усложнять конструкцию блоков детектирования, герметизируя подшипники, используя магнитные устройства привода и т. п. Хорошие результаты дает применение некоторых неметаллических материалов (например, фторопласта-4) в паре с металлическими. Весьма эффективным смазывающим материалом в условиях вакуума является дисульфид молибдена MoS_2 [59].

Для спектрометров корпускулярных потоков малой энергии специфичны не только применение открытых детектирующих элементов и проблемы, связанные с размещением блоков детектирования в космической среде, но и используемые методы спектрометрии. Открытые детекторы только фиксируют попадание частицы или кванта в чувствительный объем и не позволяют определить их параметры: энергию или вид. Поэтому в рассматриваемых спектрометрах в сочетании с открытыми детекторами используют электростатические, магнитные отклоняющие системы и времяпролетные анализаторы, а также их различные сочетания. Учитывая ограничения в напряжении, подаваемом на пластины отклоняющих устройств, в массе магнитов и их габаритах, а также в размерах времяпролетных систем, эти устройства на космических аппаратах можно применять для спектрометрии только частиц малой энергии. В то же время отклонение пучка частиц от первоначальной траектории электростатическими и магнитными системами позволяет значительно снизить действие видимого и ультрафиолетового излучений Солнца на детектирующие элементы.

§ 3.2. Детектирующие устройства

Простейший открытый детектор, пригодный для регистрации числа попавших на него заряженных частиц малой энергии, — это устройство с металлической поверхностью (коллектор), соединенное с измерителем постоянного или модулированного (переменного) тока. В идеальном случае каждая заряженная частица, достигая коллектора, передает ему заряд q . В результате в цепи коллектора течет ток $i = q\Phi S$, где S — площадь поверхности коллектора, находящейся под действием потока частиц, а Φ — плотность этого потока. Если анализирующая система выделяет поток частиц, однородных по заряду q , то ток i и плотность потока Φ связаны прямо пропорционально.

Однако применение коллекторов ограничено случаями измерений большой плотности потоков. Шумы в головных каскадах измерительных устройств и дрейф характеристик этих каскадов не позволяют измерять токи в коллекторной цепи менее 10^{-13} — 10^{-14} А (этот предел еще выше для малоинерционных измерительных устройств). Следовательно, $\Phi S \lesssim 10^5$ — 10^6 част./с. Увеличению площади коллектора в приборах препятствуют общие для космической аппаратуры ограничения габарита и массы; значения S редко превышают 30—50 см². Кроме того, очень трудно выполнить отклоняющие системы с большой площадью выходного окна. Поэтому применение коллекторов как детектирующих элементов практически ограничено системами с тормозящим электростатическим полем при $\Phi \geq 10^4$ част./с.см²) (из этого следует, в частности, что кол-

лeктopы нe пpимeнимы в cпeктpoмeтpax чacтиц мaлoй энepгии c oтбopом пo энepгии и виду).

В бoльшинcтвe cлучaeв иcпoльзуют импyльcные дeтeктopы, oблaдaющие coбcтвeнным знaчитeльным кoэффициeнтoм ycилeния и выpaбaтывaющие в выxoднoй цeпи пpи рeгистpaции oтдeльнoй чacтицы или квaнтa кopoткe элeктpичecкe cигнaлы (импyльcы). К тaким дeтeктopам oтнocятcя oткpытe втopичнe элeктpoннe умнoжитeли (ВЭУ) c дискpeтными динодами, умнoжитeли c нeпepывным динодом (кaнaлoвыe элeктpoннe умнoжитeли) и микpoкaнaлaльные плacтины.

ВЭУ c дискpeтными динодами. Из ВЭУ c дискpeтными динодами в СССР cepийнo выпycкaют умнoжитeли жалюзийнoгo типa ВЭУ-1 и ВЭУ-2 [60, 61]. В них для динодoв иcпoльзoвaн мaтepиaл, ycтoйчивый к вoздeйствию вoздyxa: aлюминий или cпaв Cu—Be, пoкpытый тoнким (25—50 нм) cлoем oкислa, пpeдoxpaняющим мeтaлличecкyю пoвepхнocть oт взaимoдeйcтвия c вoздyxoм. Этo oбeспeчивaeт в oткpытых дeтeктopax cтaбильнocть кoэффициeнтa втopичнoй эмиссии δ пocлe пpeбывaния ВЭУ нa вoздyxe. Тaк, пpи paбoтe в тeчeниe 500 ч пpи мнoгoкpaтных пepepывax и coпpикoснoвeнияx c вoздyxoм oтнocитeльнoe измeнeниe кoэффициeнтa ycилeния этиx ВЭУ нe пpeвocxoдит $\pm 20\%$.

Знaчeния $\delta_{\text{мaкc}}$ для aлюминия и cпaвa Cu—Be oтнocитeльнo нeвeлики (нe пpeвocxoдят 2,8—3,2). Этo oпpeдeляeт cpaвнитeльнo нeбoльшoй кoэффициeнт ycилeния тaких ВЭУ, xoтa в них иcпoльзoвaнa cиcтeмa из 25 динодoв. Для aлюминия кoэффициeнт $\delta_{\text{мaкc}}$ нa 15—20% пpeвocxoдит $\delta_{\text{мaкc}}$ для cпaвa Cu—Be; oднaкo aлюминиевыe диноды мoгyт paбoтaть тoлькo пpи тoкax, мeньшe чeм 1 мкA. Пoэтoмy в ВЭУ пepвыe 18 динодoв выпoлнeны из aлюминия, a ceмь пocлeдних — из cпaвa Cu—Be. Пpи этoм cpeдний тoк в выxoднoй цeпи нe дoлжeн пpeвышaть 5 мкA. Рeкoмeндyeмoe нaпpяжeниe питaния $U_{\text{пит}} = 4$ кВ, a пpeдeльнo дoпycтимoe — 5 кВ.

В умнoжитeлax ВЭУ-1 и ВЭУ-2 иcпoльзoвaн вcтpoeнный дeлитeль нaпpяжeния мeждy динодами из вocтaнoвлeнных в вoдopoдe cтeклaннoх шaйб. Сyммapнoe coпpoтивлeниe дeлитeля 25—80 МOм; пpи $U_{\text{пит}} = 4$ кВ тoк в цeпи дeлитeля cocтaвляeт 50—150 мкA, a pacceивaeмaя мoщнocть близкa к 0,2—0,6 Вт.

Умнoжитeли ВЭУ-1 и ВЭУ-2 имeют cpaвнитeльнo бoльшyю плoщaдь пepвoгo динодa (18×18 мм). Oднaкo они имeют бoльшe гaбapиты (диaмeтp 45 мм, длинa 125 мм) и мaccy (oкoлo 100 г), чтo cyщecтвeннo для кocмичecкoй aппapaтyры. Для пpeдoxpaнeния пepвoгo динодa ВЭУ oт влияния внeшних элeктpичecких пoлeй (и, в чacтнocти, oт вoзникнoвeния aвтo-элeктpoннoй эмиссии) этoт динод зaкpыт экpaнoм (мeтaлличecким кoлпaкoм), нaхoдящимcя пoд oдинaкoвым c ним пoтeнциaлoм. Жалюзийнe ВЭУ cpaвнитeльнo cлaбo пoдвepжeны

влиянию внешних магнитных полей; так, например, к изменению коэффициента усиления умножителя на 20% приводит воздействие магнитного поля с напряженностью 30 А/см, а к двукратному изменению усиления — воздействие поля с напряженностью 80 А/см.

Коэффициент усиления M умножителя ВЭУ-2 при $U_{\text{пит}} = 4$ кВ превосходит 10^5 , а умножителя ВЭУ-2 — 10^6 . Значения M для разных экземпляров умножителей распределены в относительно широких пределах ($M_{\text{макс}}/M_{\text{мин}} \approx 10$). Изменение напряжения $U_{\text{пит}}$ на 10% приводит к изменению коэффициента усиления приблизительно в 2,5 раза. Амплитудное распределение сигналов на выходе близко к экспоненциально спадающему, причем значение среднего заряда в импульсе, обусловленном действием заряженных частиц, в 3—4 раза больше, чем среднего заряда в шумовых импульсах. При амплитудной дискриминации шумовых импульсов эффективность регистрации «полезных» сигналов η составляет 0,6—0,8. Длительность импульсов тока, протекающего в анодной цепи, не превышает 20 нс.

По частоте шумовых импульсов жалюзийные умножители разделяются на три группы: А, Б и В. Наименьшей частотой (менее 3 имп./с при заземленном первом диноде и $\eta \approx 0,8$) обладают умножители ВЭУ-1А и ВЭУ-2А; для умножителей ВЭУ-1Б (ВЭУ-2Б) значение этой частоты не превосходит 12, а для ВЭУ-1В (ВЭУ-2В) — 60 имп./с. Если в умножителе заземлен коллектор, а на первый динод подано напряжение $U_{\text{пит}}$, то частота шумовых сигналов значительно возрастает; например, для ВЭУ-1А она увеличивается от 1—2 до 50—60 имп./с.

Предельную частоту импульсов ВЭУ ограничивают ток, протекающий по делителю напряжения, и свойства эмиттеров. С увеличением плотности тока электронного пучка j значение δ эмиттеров уменьшается, что связано с диссоциацией вещества эмиттирующего слоя. Этот эффект заметен при $j > (1-3) \times 10^{-6}$ А/см², а при $j = 10^{-5}$ А/см² δ может уменьшиться вдвое. Ограничения создаются и свойствами выходных эмиттеров. Поскольку выходной ток ВЭУ не должен превышать 5 мкА, при $M = 3 \cdot 10^5$ и $3 \cdot 10^6$ предельная частота сигналов соответственно равна 10^8 и 10^7 имп./с. Значения предельного тока (и, следовательно, максимальной частоты импульсов), как правило, уменьшаются после длительного пребывания ВЭУ на воздухе.

Поскольку в ВЭУ детектируемые частицы попадают непосредственно на первый динод, вероятность выбивания из него вторичных электронов и фокусировки их на следующий динод определяет чувствительность умножителя к заряженным частицам. Действующая площадь входного окна (около 3,2 см²) снижается в результате ослабления потока частиц экранирующими сетками.

При детектировании электронов максимальная эффективность (около 80%) достигается при $E_e = 0,3$ кэВ; при $E_e = 0,1$ и $1,2$ кэВ значение эффективности η не превышает 70%, а при $E_e = 0,03$ и 3 кэВ — не превышает 45%. Эффективность регистрации протонов при $E_p \leq 1$ кэВ невелика и практически линейно спадает с уменьшением энергии частиц; при $E_p = 1$ кэВ $\eta \approx 20\%$. С ростом энергии частиц значение η возрастает; так, для $E_p = 3$ и 10 кэВ $\eta \approx 35$ и 60% соответственно. Для ионов He^+ коэффициент вторичной эмиссии приблизительно в 2,5 раза больше, чем для протонов; это обуславливает более высокие значения η , в особенности при малых энергиях, и, следовательно, более высокую эффективность регистрации частиц.

В ВЭУ-1 и ВЭУ-2, имеющих первые диноды из алюминия, фоновые импульсы могут быть вызваны видимым и ультрафиолетовым излучениями с длиной волны менее $0,285$ мкм. Расчет частоты входных импульсов, основанный на спектре излучения Солнца и усредненных данных фотоэлектрического выхода алюминия, дает значение $3 \cdot 10^{10}$ имп./с. Однако значительная часть фотоэлектронов, образуемых излучением с λ , близким к $0,285$ мкм, имеет энергию меньше 1 эВ и в отличие от электронов вторичной эмиссии не фокусируется на втором диноде. Это снижает эффективность регистрации видимого света (примерно втрое при уровне дискриминации около $0,1 \bar{q}_n$).

Каналовые электронные умножители. Открытые детекторы с распределенными динодами, названные каналовыми электронными умножителями (КЭУ), основаны на движении электронов, возникающих в результате вторичной эмиссии, в равномерном поле внутри узкого канала (отношение длины канала L к его диаметру d — более 40). Внутренняя поверхность канала образуется полупроводящим материалом, к концам которого приложена разность потенциалов $U_{\text{инт}}$. В качестве такого материала используют свинцово-силикатное стекло, восстановленное в водороде при температуре 380 — 460°C . В результате термообработки и восстановления ионов свинца из окисла свинца на поверхности канала образуется равномерный слой с повышенной проводимостью, обладающий достаточно стабильными характеристиками ($\delta = 3$ — $3,2$ при $E_e = 300 \div 350$ эВ). В канале электроны, выбитые детектируемыми частицами, вызывают многократные процессы умножения и результирующий заряд в импульсе q_n в M раз превышает заряд, образованный на входе устройства. Поскольку в прямолинейных каналах при $M > 10^4 \div 10^5$ возникает оптическая и ионная обратная связь, в реальных конструкциях КЭУ используют изогнутые каналы. В СССР промышленность выпускает такие умножители двух типов: секторный, в котором канал изогнут по радиусу (ВЭУ-4) [62], и спиральный (ВЭУ-6) [63, 64].

Каналовый умножитель ВЭУ-4 выполнен на базе щелевого эмиттера и имеет форму сплюсненной трубки с радиусом

50 мм; расстояние между пластинами составляет 2, а ширина щели — 6 мм. Эмиттер с коллектором помещены внутри корпуса, изготовленного из вакуумной керамики (размер КЭУ в корпусе — $14 \times 33 \times 60$ мм, масса — около 28 г). Сопротивление резистивного слоя лежит в пределах от 400 до 1000 МОм, ток в слое при $U_{\text{пит}} = 3,6$ кВ составляет 2—20 мкА.

Коэффициент усиления умножителя M связан степенной зависимостью с напряжением $U_{\text{пит}}$. При максимальном напря-

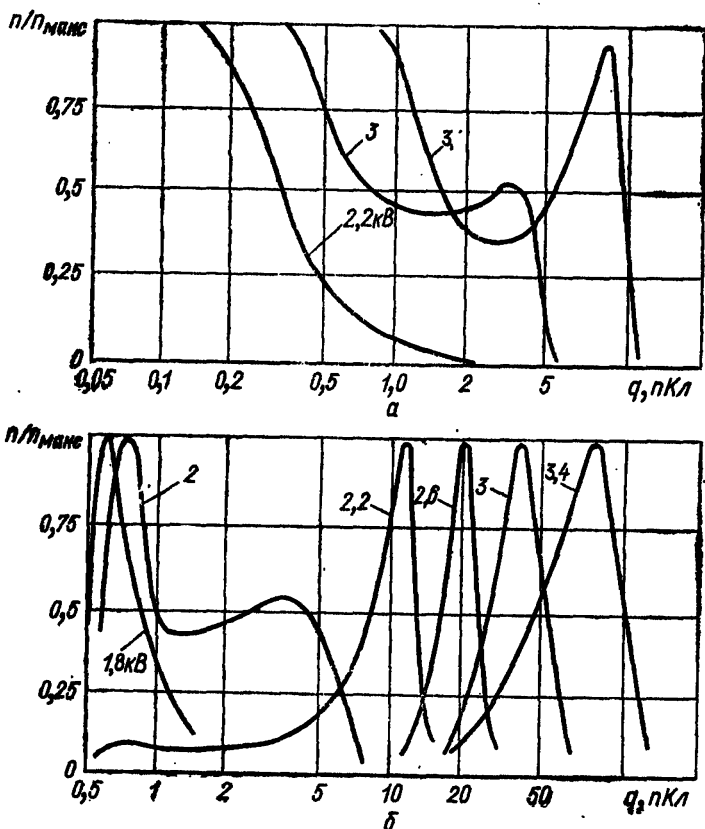


Рис. 31. Амплитудные распределения сигналов ВЭУ-4 (а) и ВЭУ-6 (б) при разном напряжении питания

жении $U_{\text{пит}} = 4$ кВ значения M лежат в пределах от 10^7 до $5 \cdot 10^8$, к уменьшению усиления в 10 раз приводит снижение напряжения $U_{\text{пит}}$ на 800—1300 В (первое значение относится к наибольшим, а второе — к наименьшим значениям M). Амплитудное распределение сигналов близко к экспоненциально-спадающему; только при $U_{\text{пит}} = 3,2$ кВ и не у всех экземпляров КЭУ появляются слабо выраженные максимумы (рис. 31, а).

Каналовые умножители ВЭУ-4 имеют малый уровень собственного фона. Частота шумовых импульсов $n_{ш}$ при уровне дискриминации $0,1 \bar{q}_н$ не превышает 1 имп./с; для большинства экземпляров КЭУ $n_{ш} < 0,1$ имп./с.

Эмиттер каналового умножителя ВЭУ-6 выполнен из узкой спиральной трубки диаметром 1,5 мм; входная его часть имеет вид воронки диаметром 8 мм с углом раствора 65—70°. Спираль закреплена в керамическом корпусе размером $20 \times 35 \times 35$ мм (масса 28 г). Входное отверстие в корпусе закрыто крупноструктурной молибденовой сеткой, защищающей КЭУ от внешних электрических полей. Сопротивление канала составляет 200—600 МОм, ток КЭУ при $U_{пит} = 4$ кВ лежит в пределах от 4 до 20 мкА (рассеиваемая мощность 0,016—0,08 Вт).

Коэффициент усиления M умножителей ВЭУ-6 составляет 10^8 — $7 \cdot 10^8$ для $U_{пит} = 3,5$ кВ. При $M > 10^7$ умножители входят в режим насыщения с ярко выраженным максимумом в амплитудном распределении выходного сигнала. Коэффициент усиления возрастает приблизительно в 10 раз при увеличении напряжения $U_{пит}$ от 2 до 3,6 кВ; зависимость $M = f(U_{пит})$ отличается от логарифмической замедленным ростом значений M .

Форма амплитудного распределения выходных сигналов существенно меняется при изменении напряжения $U_{пит}$ (см. рис. 31, б). Если при малых значениях $U_{пит}$ распределение имеет спадающий характер, то при увеличении $U_{пит}$ в распределении выделяется четкий пик. Амплитудное разрешение в распределении $\delta_{1/2}$ достигает минимальных значений 0,35—0,45 при напряжении $U_{пит}$, индивидуальном для каждого КЭУ и лежащем в пределах 2,4—3,6 кВ. Кривая $\delta_{1/2} = f(U_{пит})$ вблизи минимума достаточно пологая, однако изменение напряжения $U_{пит}$ относительно оптимального на ± 400 В увеличивает значение $\delta_{1/2}$ приблизительно на 0,2, а увеличение на ± 800 В повышает $\delta_{1/2}$ приблизительно на 1,0.

Как и каналовые умножители ВЭУ-4, умножители ВЭУ-6 имеют малый уровень собственного фона; частота $n_{ш}$ при уровне дискриминации $0,1 \bar{q}_н$ не превышает 1 имп./с, а обычно лежит в пределах 0,1—0,3 имп./с.

Эффективность регистрации КЭУ заряженных частиц определяется характеристиками вторичной электронной эмиссии для свинцового стекла. Зависимости эффективности регистрации η от энергии частиц сходны с аналогичными зависимостями для умножителей с дискретными диодами.

Для электронов наибольшая эффективность регистрации ($\eta = 50$ —80%) достигается при $E_e \approx 0,5$ кэВ; как при уменьшении, так и при увеличении энергии эффективность снижается, достигая 18—38% для $E_e = 10$ кэВ и 5—20% для $E_e = 0,1$ кэВ.

Для протонов и ионов He малой энергии коэффициент вторичной эмиссии мал и невелико значение η ($\eta < 1\%$ при $E_p < 0,1$ кэВ и $\eta \approx 40\%$ для $E_p = 0,3$ кэВ). Например, в области

энергий 20—70 эВ выход электронов вторичной эмиссии под действием ионов ненамного превышает единицу ($\sigma = 0,01 E + 0,98$, где E — энергия, эВ) [65]. Максимальные значения $\eta \approx 94\%$ достигаются при $E_i \approx 3-4$ кэВ. При дальнейшем росте энергии до 10 кэВ эффективность меняется мало; при меньших энергиях $E_i = 0,5$; 1 и 2 кэВ значения близки соответственно к 65, 80 и 90% [66].

Коэффициент усиления умножителей M и, следовательно, эффективность регистрации ими заряженных частиц зависят от места попадания частицы. Для ВЭУ-4 коэффициент усиления максимален, когда частицы, направленные перпендикулярно торцу умножителя, попадают на самый край канала у внешнего радиуса; затем, по мере перемещения пучка к внутреннему радиусу, значение M уменьшается (отношение $M_{\text{макс}}/M_{\text{мин}} \approx 4$). Снижение усиления связано с проникновением частиц в глубину канала, сокращением действующей его длины и уменьшением числа соударений частиц со стенками. При пороге дискриминации $0,1 \bar{q}_n$ эффективность регистрации из-за снижения M уменьшается приблизительно в 1,6 раза. Некоторая доля частиц, попадающих в торец канала, также регистрируется, однако значения M и η резко уменьшаются с увеличением расстояния от края канала [67].

В КЭУ со входной воронкой ВЭУ-6 для частиц, попадающих непосредственно в канал, уменьшается число умножений и уменьшается усиление (однако из-за малого угла падения частиц в этом случае несколько возрастает коэффициент вторичной эмиссии). Если умножитель работает в режиме насыщения ($U_{\text{пит}} \approx 3,6$ кВ), то для узких пучков электронов с $E_e = 1$ кэВ значение M при попадании частиц в центр воронки (в канал) в четыре раза меньше, чем при попадании ее в край воронки, а эффективность регистрации η меняется на 20%. При меньших напряжениях ($U_{\text{пит}} \approx 2,5$ кВ) при попадании частиц в край воронки КЭУ работает в режиме насыщения (амплитудное распределение выходных сигналов имеет четко выраженный пик), а при попадании их в центр воронки — в ненасыщенном режиме (амплитудное распределение имеет экспоненциально-спадающую форму) [68].

На использование КЭУ в аппаратуре существенно влияют недостаточная стабильность их характеристик и ограничения предельной частоты выходных импульсов. Коэффициент усиления умножителей M остается неизменным вплоть до частот выходных сигналов n , при которых ток, создаваемый лавинами в канале $n\bar{q}_n$, не станет заметным по сравнению со стационарным током в полупроводниковом слое $I_{\text{ст}} = U_{\text{пит}}/R_{\text{кан}}$, т. е. $n_{\text{макс}} = (0,05-0,1) I_{\text{ст}}/(Mq_e)$. При $I_{\text{ст}} = 5$ мкА и $M \approx 10^8$ $n_{\text{макс}} \approx 3 \cdot 10^4$ имп./с. При больших частотах (значительных токах $n\bar{q}_n$) равномерность поля в канале нарушается и коэффициент усиления M падает.

Каналовые умножители обладают ограниченным ресурсом срабатывания. После регистрации некоторого числа импульсов N коэффициент усиления M снижается, а для умножителей, обладающих четким пиком в амплитудном распределении выходных сигналов, разрешение ухудшается. Например, для двукратного снижения усиления M для ВЭУ-4 необходима генерация $(5-10) \cdot 10^9$ имп., а для ВЭУ-6 — $2 \cdot 10^9$ имп. [63]. Такую разницу в ресурсах объясняют большей плотностью тока на выходе ВЭУ-6 из-за меньшего сечения канала и влияния объемного заряда в режиме насыщения. Разрешение амплитудного распределения ВЭУ-6 с первоначального значения 0,55 возрастает до 0,6—0,65 при $N=10^8$, до 0,75 при $N \approx 10^9$ и до 1,0 при $N \approx 3 \cdot 10^9$. Повышая напряжение питания на 600—1000 В, можно восстановить усиление M и разрешение амплитудного распределения ВЭУ-6 после регистрации $10^9-3 \cdot 10^9$ имп. до первоначальных значений.

В детекторах ВЭУ-4 по мере увеличения числа N также меняется форма амплитудного распределения; если первоначально в распределении имеется слабо выраженный максимум, то при $N=2 \cdot 10^9$ имп. распределение приобретает экспоненциально-спадающую форму.

В соответствии с данными, приводимыми в других работах [62, 64], коэффициент усиления M умножителя ВЭУ-4 при частоте импульсов $n=3000$ имп./с в течение 400 ч ($N \approx 4 \cdot 10^9$ имп.) монотонно уменьшается в 4—35 раз, а умножителя ВЭУ-6 при $n=300$ имп./с в течение 450 ч или при $n=3000$ имп./с в течение 70 ч ($N < 10^9$ имп.) падает в 4—10 раз.

Изменение температуры корпуса КЭУ на $\pm 60^\circ \text{C}$ приводит к изменению M , как правило, не более чем на $\pm 30\%$ и только для некоторых экземпляров КЭУ — на $\pm 50\%$ [62].

Каналовые электронные умножители допускают различные варианты включения нагрузочного резистора и вывода выходного импульса [69] (рис. 32). При прохождении лавины в КЭУ через его входной и выходной выводы протекает импульс заряда $q_{\text{л}}$, обусловленный умножением в канале первоначально созданных электронов. Если коллектор КЭУ находится под потенциалом, несколько превышающим напряжение $U_{\text{пит}}$, то электроны, созданные в участке канала, примыкающем к выходу, попадают на анод. В цепи анод — выходной вывод КЭУ протекает импульс заряда $q_{\text{к}}$, а в цепи, соединяющей выходной вывод КЭУ с источником питания, — импульс заряда $q_{\text{в}} = q_{\text{к}} - q_{\text{л}}$. Следовательно, если на коллектор КЭУ подано относительно выходного вывода умножителя небольшое положительное напряжение (до 100 В) и сигнал снимают с резистора $R_{\text{к}}$ в цепи коллектора (такое соединение, показанное на рис. 32, а, называют схемой с открытым выходом), то на электронное устройство поступает импульс $q_{\text{к}}$ отрицательной полярности. Если резистор $R_{\text{к}}$ включен в цепь связи КЭУ с источником пита-

ния (см. рис. 32, б), то образуется выходной импульс q_v положительной полярности; в такой схеме падение напряжения на резисторе R_k , создаваемое постоянным током канала, может быть использовано как напряжение смещения коллектора относительно вывода КЭУ. В схеме с закрытым выходом (см. рис. 32, в) снимают выходной импульс заряда $q_{\perp}$ отрицательной полярности, а в схеме с резистором в цепи входа КЭУ—импульс $q_{\perp}$ положительной полярности.

Отношение между значениями $q_{\perp}$, q_v и q_k зависит от режима работы КЭУ. До достижения насыщения (в умножителях

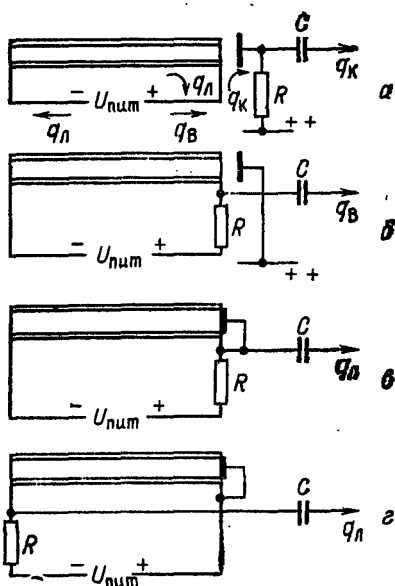


Рис. 32. Схемы включения КЭУ с открытым (а, б), с закрытым (в) коллектором и с нагрузкой во входной цепи (г)

ВЭУ-4 или ВЭУ-6 при малых напряжениях питания), когда амплитудное распределение выходных сигналов имеет экспоненциальную форму, $q_k \approx (7-20) q_{\perp}$ и $q_v \approx q_k$. При насыщении пространственный заряд в конце канала уменьшает значение δ и $q_k = (3-10) q_{\perp}$, и, следовательно, $q_k = (1,1-1,5) q_v$. Амплитудное распределение сигналов q_k в режиме насыщения характеризуется минимальным разрешением, в 1,5—2 раза меньшим, чем разрешение сигналов $q_{\perp}$; поэтому распределение сигналов q_v , получаемых вычитанием импульсов q_k и $q_{\perp}$, оказывается также в 1,5—2 раза более узким, чем распределение импульсов q_k .

Повышение напряжения анод — вывод КЭУ сначала приводит к некоторому росту импульсов q_k (до 20%) и, сле-

довательно, импульсов q_v , а затем не влияет на значения этих зарядов и не влияет на разрешение амплитудных распределений выходных сигналов.

Включение КЭУ зависит от вида детектируемых частиц. Так, при регистрации положительно заряженных ионов малых энергий выгодно заземлять коллектор и напряжение отрицательной полярности $U_{шт}$ подавать на вход умножителя; это напряжение обеспечит дополнительное ускорение ионов и высокую эффективность регистрации. При детектировании электронов вход КЭУ необходимо заземлять и напряжение $+U_{шт}$ подавать на коллектор; в этом случае, чтобы избежать применения переходного высоковольтного конденсатора в цепи на-

грузка КЭУ — усилитель и не подвергать входные электронные каскады опасности пробоя при включении аппаратуры, выгодно снимать сигнал с резистора, подключенного по входу КЭУ.

Микроканальные пластины. Значительно большей, чем одиночный КЭУ, активной площадью обладают микроканальные пластины (МКП). Они представляют собой систему из большого числа каналов диаметром от 15 до 100 мкм, разделенных стенками примерно такой же толщины. Каждый из этих каналов действует как независимый детектор частиц, сходный с обыкновенным КЭУ. В качестве материала, так же, как и в КЭУ, используют свинцовое стекло, восстановленное в атмосфере водорода. Толщина шайбы МКП L составляет 1,5—2 мм, что при $d=20\text{--}40$ мкм позволяет получить отношение L/d от 40:1 до 100:1 и обеспечить достаточный коэффициент усиления M .

Опасность ионной обратной связи ограничивает усиление, получаемое в прямом канале (в одной шайбе) значениями $10^3\text{--}10^4$. Для того чтобы получить большие коэффициенты M , используют блок из двух шайб с каналами, расположенными под углом 4—20° друг к другу (рис. 33); описаны блоки из

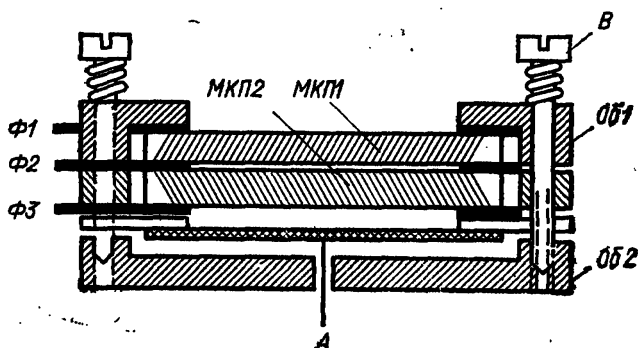


Рис. 33. Соединение микроканальных пластин

двух шайб, в одной из которых каналы направлены перпендикулярно торцовой плоскости, а в другой наклонены по отношению к ней. Таким образом, удается получить усиление $M=10^7$ и более. Однако при соединении шайб возникают конструктивные трудности.

На выводы каналов, т. е. на торцовые поверхности шайб МКП, должно быть подано напряжение $U_{\text{пит}}$. Для этого на поверхность напыляют тонкий слой никеля, алюминия или хрома, обеспечивающий сопротивление между центром шайбы и выводом любого из каналов не более нескольких ом. С этими металлизированными поверхностями соприкасаются фольги $\Phi 1\text{--}\Phi 3$ с выводами, подсоединяемыми к источнику питания —

к напряжениям U_0 ; $U_{\text{пит}}$ и $2U_{\text{пит}}$. Важной конструктивной характеристикой является параллельность торцовых поверхностей шайб МКП1 и МКП2 при их сопряжении и малый зазор между этими поверхностями (несколько десятков микрон). Для этого используют тонкую металлическую фольгу $\Phi 2$, а сами шайбы располагают в оправке с пружинами, поджимающими крепящие обоймы. На рис. 33 приведен один из примеров такой конструкции: шайбы и фольги зажаты между двумя обоймами $O61$ и $O62$; в нижнюю обойму ввернуты винты B , сжимающие пружинки, действующие на верхнюю обойму. Лавины электронов на выходе каналов собираются на аноде (коллекторе) A .

Зазор между шайбами не должен превышать 100 мкм; в противном случае облако электронов, вылетающих из первой шайбы, чрезмерно расширяется, снижается усиление в канале и ухудшается локализация действия первичных частиц. При отношении L/d менее 70 в МКП не достигается насыщения и распределение выходных сигналов сходно с экспоненциальным; лишь при $L/d > 70$ создается режим насыщения и в амплитудном распределении сигналов появляется четкий пик [70].

Описаны разработанные в СССР микроканальные пластины, представляющие собой диски диаметром 28 мм, толщиной 1,5—2 мм с углом наклона осей каналов около 15° [71]. При диаметре каналов 20 мкм ($L/d = 70$) и напряжениях питания 1,2—1,4 кВ усиление M превышает 10^3 ($M_{\text{макс}} = 2 \cdot 10^4$). Для шайб с диаметром канала 40 мкм при $U_{\text{пит}} = 1,4$ кВ значения M лежат в пределах $7 \cdot 10^2$ — $1,5 \cdot 10^4$, а при $d = 100$ мкм — в пределах 10^3 — $3 \cdot 10^3$.

Коэффициент усиления в канале M зависит от напряжения $U_{\text{пит}}$ так же, как и для одиночного КЭУ. Так, например, для МКП с $d = 40$ мкм значения M в среднем возрастают от 10^3 до 10^4 при увеличении $U_{\text{пит}}$ от 1 до 1,6 кВ. По мере увеличения напряжения питания рост усиления M замедляется.

В описанных МКП сопротивление каналов не постоянно, а зависит от приложенного напряжения; оно равно 20 МОм при $U_{\text{пит}} = 1,6$ кВ, 13 МОм при $U_{\text{пит}} = 3$ кВ и возрастает до 400 МОм при $U_{\text{пит}} = 400$ В [71].

Большое сопротивление канала в МКП ограничивает частоту сигналов на выходе канала значениями несколько импульсов в 1 с, однако при равномерной загрузке каналов частота импульсов в цепи коллектора МКП может достигать 10^4 имп./с.

Важная особенность МКП, обусловленная малым диаметром каналов, — хорошая локализация электронного умножения, что позволяет достичь пространственного разрешения, близкого к диаметру канала (т. е. около 30 пар линий на 1 мм). Это свойство значительно расширяет область применения МКП и делает их приемлемыми для построения позиционно-чувствительных детекторов различного типа, входящих в состав видовых и угловых спектрометров заряженных частиц малых энер-

гий (см. § 3.4 и 3.5), а также спектрометров рентгеновского излучения (см. § 5.3).

§ 3.3. Спектрометры энергий

Спектрометры с отклоняющими электростатическими системами. Чаще всего для измерения энергетических распределений заряженных частиц малой энергии используют спектрометры с цилиндрическим отклоняющим конденсатором и импульсным детектором — электронным умножителем. В таких устройствах пучок частиц отклоняется от первоначальной прямой траектории и на детектирующий элемент непосредственно не действуют видимое и ультрафиолетовое излучения Солнца. Как следует из выражения (2.84), отношение $qU_{э.а}$ к энергии E частиц, пропускаемых системой, определяется фактором d/R_0 . Следовательно, уменьшая расстояние между пластинами, можно при напряжениях $U_{э.а} \leq 1$ кВ измерять энергетическое распределение частиц с энергией до 10—20 кэВ. Однако для достижения удовлетворительных характеристик спектрометра необходимо принимать специальные меры по ослаблению потоков видимого и ультрафиолетового излучений; обеспечению хорошей электрической проводимости деталей, подвергаемых действию потоков заряженных частиц и световых солнечных потоков, вводить отсекаТЕЛЬ холодной плазмы и т. д.

Для оценки ослабления светового потока в отклоняющей цилиндрической системе предположим, что этот поток падает перпендикулярно входному окну в точку, расположенную посередине между пластинами, а световой луч отражается от поверхности внешней пластины с коэффициентом отражения ψ (рис. 34). Из такого рассмотрения следует, что

$$R_0 + 0,5d = R_0 \sec(\theta/2) \approx R_0 \left[1 + \frac{1}{2} (\theta/2)^2 + \dots \right] \quad (3.1)$$

или

$$\theta \approx 2\sqrt{d/R_0}. \quad (3.2)$$

Следовательно, в системе с поворотом пучка на угол φ_0 число преломлений луча равно φ_0/θ , а ослабление светового потока ξ составит

$$\xi = \psi^{-0,5\varphi_0} \sqrt{R_0/d}. \quad (3.3)$$

Если световой луч попадает не в центр входного окна, то угол θ и число отражений будут другими (например, для луча, проходящего у края внутренней пластины, $\theta \approx 2\sqrt{2d/R_0}$ и число отражений сократится в $\sqrt{2}$ раз). Однако характер ослабления светового потока сохранится тем же.

Из выражения (3.3) следует, что для эффективного ослабления светового потока в цилиндрической отклоняющей системе необходимо использовать устройства с поворотом на большой угол φ_0 , увеличивать отношение R_0/d (т. е. сближать пластины конденсатора), а также обработкой поверхности пластин и выбором их покрытия снижать коэффициент отражения ψ . Так, например, для $\varphi_0 = \pi/2$ и $\psi = 0,1$ ослабление светового потока, рассчитанное по соотношению (3.3), для d/R_0 , равного 0,1; 0,05 и 0,03, составит соответственно $3,4 \cdot 10^3$; 10^5 и $1,26 \cdot 10^6$. При $d/R_0 = 0,1$ снижение коэффициента отражения ψ от 0,1 до

0,05 и до 0,03 приведет к ослаблению светового потока от $3,4 \cdot 10^3$ до $3,9 \cdot 10^4$ и $2,96 \cdot 10^5$ соответственно.

Уменьшая отношение d/R_0 , можно значительно ослабить поток светового излучения, отражающийся от поверхности пластины и попадающий в детектирующий элемент [в приведенном выше примере это будет $(d/R_0)^{2,5} - (d/R_0)^4$]. Однако при этом пропорционально отношению d/R_0 со-

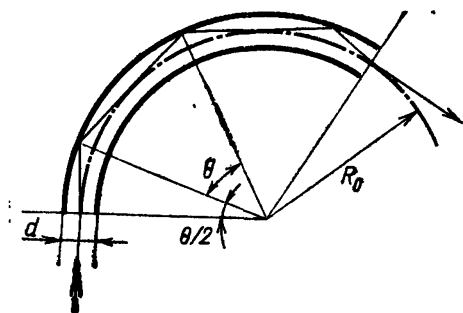


Рис. 34. Путь светового луча в цилиндрическом анализаторе

кращаются как площадь входного окна S , так и угол зрения $\Delta\alpha$, т. е. геометрическая эффективность анализатора уменьшается как $(d/R_0)^2$.

Коэффициент отражения ψ значительно зависит от материала пластин и от обработки поверхности. Так, для полированных пластин из вольфрама, никеля, меди и серебра коэффициент ψ соответственно равен 0,63; 0,58; 0,38 и 0,19. В шероховатых поверхностях свет проникает на большую глубину и коэффициент отражения существенно уменьшается. Обработка поверхности пескоструйным аппаратом понижает значение ψ в 2—2,5 раза. Больше всего снижают коэффициент отражения покрытия из металлической черни — кристаллов очень малых размеров, образующих более или менее оптически черную поверхность. Такие слои получают напылением металла в атмосфере благородных газов, предотвращающих соединение металлов со средой. Испаряющиеся при напылении атомы металла сталкиваются с атомами газа и к моменту достижения поверхности образуют конгломерат с лабиринтной структурой.

В приборах для космических исследований чаще всего применяют покрытия золотой и никелевой чернью. Золотую чернь получают испарением золота со спирали, нагретой до $T \sim 1400^\circ\text{C}$, в атмосфере азота под давлением 1—3 мм рт. ст. Толщина покрытия составляет обычно 1 мкм, удельное сопро-

тивление его близко к 1 кОм/см^2 . Слой по виду напоминает черный бархат, коэффициент отражения для обработанных наждаком поверхностей с таким покрытием составляет 0,004. Для получения покрытий никелевой чернью используют гальванические методы нанесения пленки системы никель — цинк. Удельное сопротивление такого покрытия не превышает 1 Ом/см^2 . Коэффициент ψ для полированной поверхности с покрытием никелевой чернью близок к 0,1; для поверхности, обработанной наждаком, — к 0,05, а с пескоструйной обработкой — к 0,007 [2].

Можно значительно уменьшить долю светового потока, отраженного от поверхности внешней пластины и попадающего в детектирующий элемент, если участок этой пластины, находящийся под воздействием прямого солнечного излучения, выполнить не сплошным, а из сетки. Сетка может быть настолько редкой, что создаваемое поле не будет существенно отличаться от равномерного. Тогда основная часть светового потока пройдет через сетку и попадет в световую ловушку, расположенную за этим участком пластины на прямоугольном пути излучения Солнца (рис. 35).

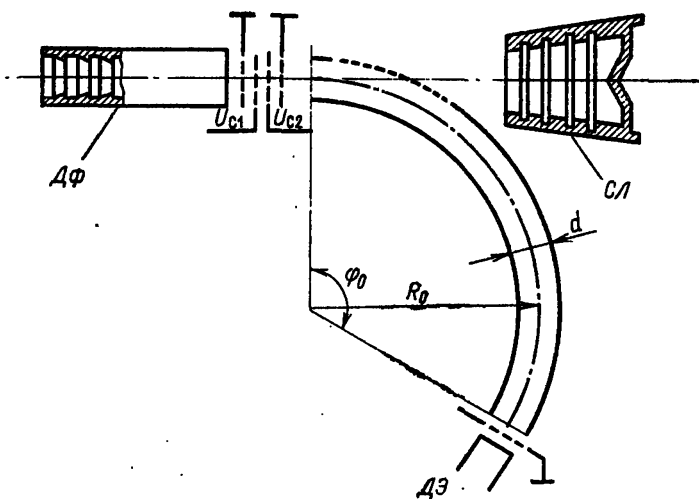


Рис. 35. Анализатор энергии с цилиндрическими отклоняющими пластинами

В блоках детектирования необходимы устройства, исключющие проникновение в анализирующую систему заряженных частиц очень малой энергии («холодной» плазмы), характеризующихся большой плотностью потока. Для этого на входе блока располагают дополнительную сетку, на которую подают отрицательный потенциал U_c для отсекаания электронов и поло-

жительный потенциал для отсекаания ионов. Для отсекаания электронов плазмы необходимо выполнение следующих условий: $2d_c > h$ и $q_e U_c \gg kT_e$, где d_c — толщина слоя объемного заряда у поверхности сетки; h — размер ячейки сетки [72]. Чтобы плазма не проникала за сетку, слой объемного заряда ионов у поверхности должен быть непрерывным. В противном случае каждая проволочка сетки будет окружена тонким экранирующим слоем объемного заряда, а плазма пройдет внутрь детектора. Для «неподвижной» плазмы толщина $d_c \approx \approx 800 U_c^{3/4} N_e^{-1} T_e^{-1/4}$, где T_e — температура, эВ; N_e — концентрация электронов, см⁻³.

Если отражаются ионы плазмы и анализируются электроны, то слой объемного заряда у сетки создается электронами и $d_c \approx 950 \cdot U_c^{3/4} N_e^{-1} T_e^{-1/4}$ [72].

Обычно на входе детектора используют две сетки, на одну подают положительное, а на другую отрицательное напряжение 20—30 В. (Как правило, выполняется условие $q_e U_c \gg kT_e$.) Эта система не пропускает ни ионы, ни электроны плазмы (является отсекателем плазмы). Напряжения U_c определяют нижнюю границу энергий частиц, измеряемых подобным детектором.

Если, например, детектор рассчитан на проведение измерений на высоте около 1000 км, то $N_e \approx 10^5$ см⁻², $T_e \approx 0,2$ эВ и при $U_c = 20$ В $d_c \approx 20$ см и размеры ячейки сетки не ограничены. Они возникают лишь при значительно меньших напряжениях U_c .

В тех случаях, когда угол зрения детектора должен быть меньшим $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$, определяемым геометрией отклоняющих пластин, перед анализатором размещают коллиматор (см. рис. 35). Его конструкцию выбирают такой, чтобы уменьшить и прохождение рассеянного и отраженного видимого и ультрафиолетового излучений Солнца.

Спектрометры с несколькими измерительными каналами. Измерение энергетического распределения можно значительно ускорить, если одновременно определять не одну, а несколько точек в этом распределении. Для этого используют приборы, содержащие несколько автономных узлов детектирования, каждый из которых содержит цилиндрический электростатический анализатор, на который подано отклоняющее напряжение U_{a_i} , и детектирующий элемент (см., например, [73, 74]). Если диапазон энергий лежит в пределах от $E_{\min}$ до $E_{\max}$, то при числе каналов m этот диапазон может быть разбит на m поддиапазонов с границами от $E_{\min}$ до $kE_{\min}$, от $kE_{\min}$ до $k^2E_{\min}$ и т. п., где $k = \sqrt[m]{(E_{\max}/E_{\min})}$. Однако для сопряжения каналов поддиапазонов их удобно выполнять частично перекрывающимися.

Спектрометры с параллельным измерением плотности потока частиц с различным отношением E/z могут быть основа-

ны на анализаторах типа «зеркала». Как уже отмечалось ранее (см. с. 73), в этих устройствах у фронтальной пластины можно разместить несколько детектирующих элементов, отстоящих от входной щели на различные расстояния x_1 , x_2 и регистрирующих при каком-либо напряжении $U_{э-а}$ частицы с разными параметрами.

В теории анализаторов типа зеркала рассматриваются идеальные устройства с бесконечно тонкими входной и выходной

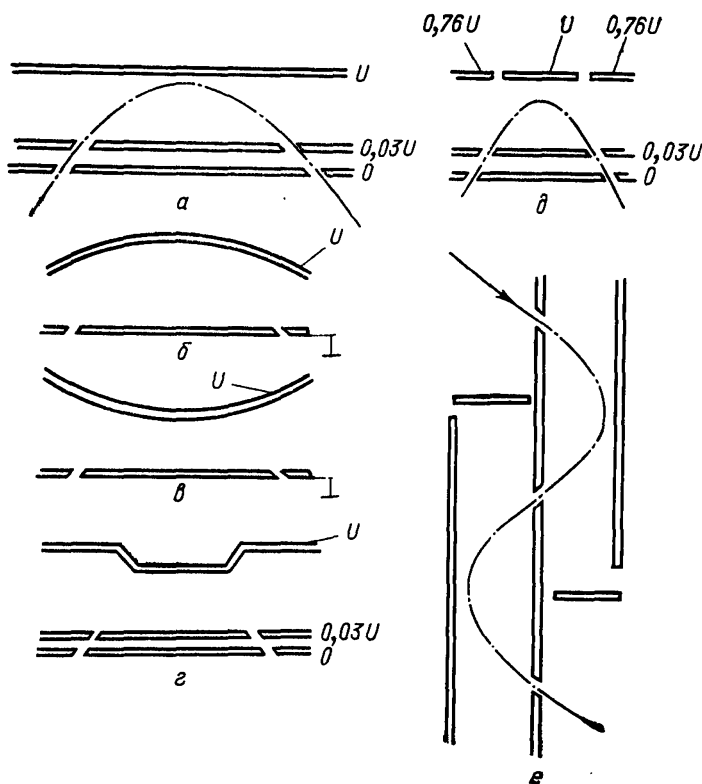


Рис. 36. Анализаторы типа «зеркала»: с фокусирующей апертурой (а), с криволинейными (б, в) и изломанной верхними пластинами (г), с заданием на верхнюю пластину разных потенциалов (д) и с «двойным зеркалом» (е)

щелями, однородным полем, без краевых эффектов (провисания поля через щели) и т. п. Для расчета характеристик реальных систем приходится использовать их моделирование на ЭВМ [75]. Такое моделирование позволило, в частности, проработать варианты анализаторов с фокусирующей апертурой (рис. 36, а) и с неоднородным полем (см. рис. 36, б—д). Расчеты влияния краевых эффектов, обусловленных конечной шириной входной

щели s_1 , показали [76], что провисание поля может влиять как на фокусировку частиц, так и на энергетическую шкалу в фокальной плоскости. Это влияние снижается до пренебрежимой величины, если фронтальный электрод имеет толщину $l \geq 0,3 s_1$, а неоднородность поля не превышает 2,2% при $d \geq 0,2 s_1$. Провисание поля может быть устранено также, если разместить в щели сетку или использовать устройства с фокусирующей апертурой.

До настоящего времени такие анализаторы, однако, в аппаратуре для космических исследований широко не используются и нет сравнительных данных с устройствами других типов. Можно предположить, что наличие фронтального электрода, находящегося под нулевым потенциалом, является достоинством анализаторов типа зеркала. Ослабление видимого и ультрафиолетового излучений в обычной конструкции может оказаться недостаточным, поэтому представляет интерес система с «двойным зеркалом» (см. рис. 36, е).

Спектрометры с повышенной чувствительностью к потоку частиц. В анализаторах с цилиндрическими отклоняющими пластинами и малым углом зрения площадь входного окна $S_{вх}$ соизмерима с площадью S_d активного участка детектирующего элемента. Для дискретных детекторов ВЭУ и особенно канальных умножителей площадь S_d мала, что определяет небольшую чувствительность блоков детектирования с такими анализаторами. В некоторых случаях она оказывается недостаточной. Поэтому предложены и разработаны несколько вариантов анализаторов с отклоняющими пластинами, обладающих повышенными значениями энергогеометрической эффективности F . В этих устройствах рост коэффициента F достигается за счет расширения одного из углов зрения или площади входного окна.

Одно из направлений в построении таких устройств — использование вместо цилиндрического сферических анализаторов. Как отмечалось в § 2.3, сферический анализатор с углом поворота частиц $\varphi_0 = \pi$ на небольшом участке выходного окна фокусирует частицы, влетающие во входное окно под различными углами β . Пределы угла зрения $\Delta\beta$ определяются центральным углом, образованным поверхностями сферических электродов в плоскости, перпендикулярной траектории движения частиц. Этот угол может быть весьма большим (до π) по сравнению со значением $\Delta\beta$ в несколько градусов, характерным для цилиндрического анализатора.

Если частицы в сферическом конденсаторе поворачиваются на угол $\pi/2$, то в выходном окне фокусируется поступающий в анализатор параллельный поток частиц. На этом свойстве основаны так называемые четвертьсферические анализаторы, в которых пластины имеют форму сферических треугольников (а не двуугольников, как при повороте на угол π), причем сто-

роны, образующие входное окно, соответствуют большому кругу сфер. В такой конструкции значительно увеличивается площадь входного окна, а сотовым коллиматором можно ограничить диапазон углов $\Delta\beta$ для частиц, попадающих в анализатор.

В качестве примера блока детектирования с электростатическим сферическим анализатором, использовавшимся для исследования потоков электронов и ионов, можно привести устройство, показанное на рис. 37 [77]. Сферические электроды ($R_1 = 54$ мм, $R_2 = 66$ мм) из меди, подвергнутые специальной обработке и затем посеребренные, располагали внутри алюминиевого кожуха КЖ, на котором закреплена конусная входная диафрагма ДФ. Угол отклонения частиц, летящих по нулевой эквипотенциали в зазоре, равен 120° , а дополнительное отклонение частиц в рассеянных полях на входе отклоняющей системы и выходе из нее не превышало $2,5^\circ$ (влияние рассеянных полей снижали при помощи соединенных с корпусом конусных экранов, не показанных на рис. 37). На сетки $C_1 - C_4$ подавали напряжение, равное соответственно $+12$, 0 , -20 и 0 В.

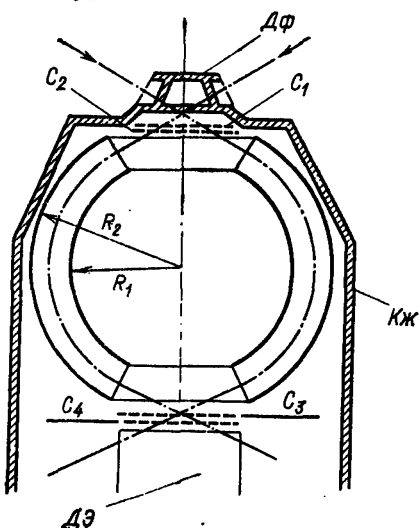


Рис. 37. Анализатор со сферическими отклоняющими пластинами

Энергетическое разрешение анализатора $\Delta E/E$ составляет $0,3$, а геометрический коэффициент близок к $0,7$ см².

Другое направление в построении спектрометров с повышенной чувствительностью — использование тороидальных электростатических анализаторов. Тороидальные поверхности образуются вращением двух концентрически расположенных дуг вокруг оси OO' (рис. 38, а). Частицы, прошедшие через любой участок анализатора, поворачиваются к выходному окну, имеющему малые размеры, и попадают на детектирующий элемент (ВЭУ). Благодаря большому отношению площадей входного и выходного окон анализатора значительно повышается чувствительность аппаратуры к потокам частиц. Так, если R_0 — средний радиус поворота частиц, d — расстояние между пластинами, а также расстояние между внешними пластинами у выходного окна, то для $\varphi_0 = \pi/2$, $\pi/\sqrt{2}$ и π отношение площадей соответственно равно R_0/d , $(1 + 1/\sqrt{2}) R_0/d$ и $2 R_0/d$.

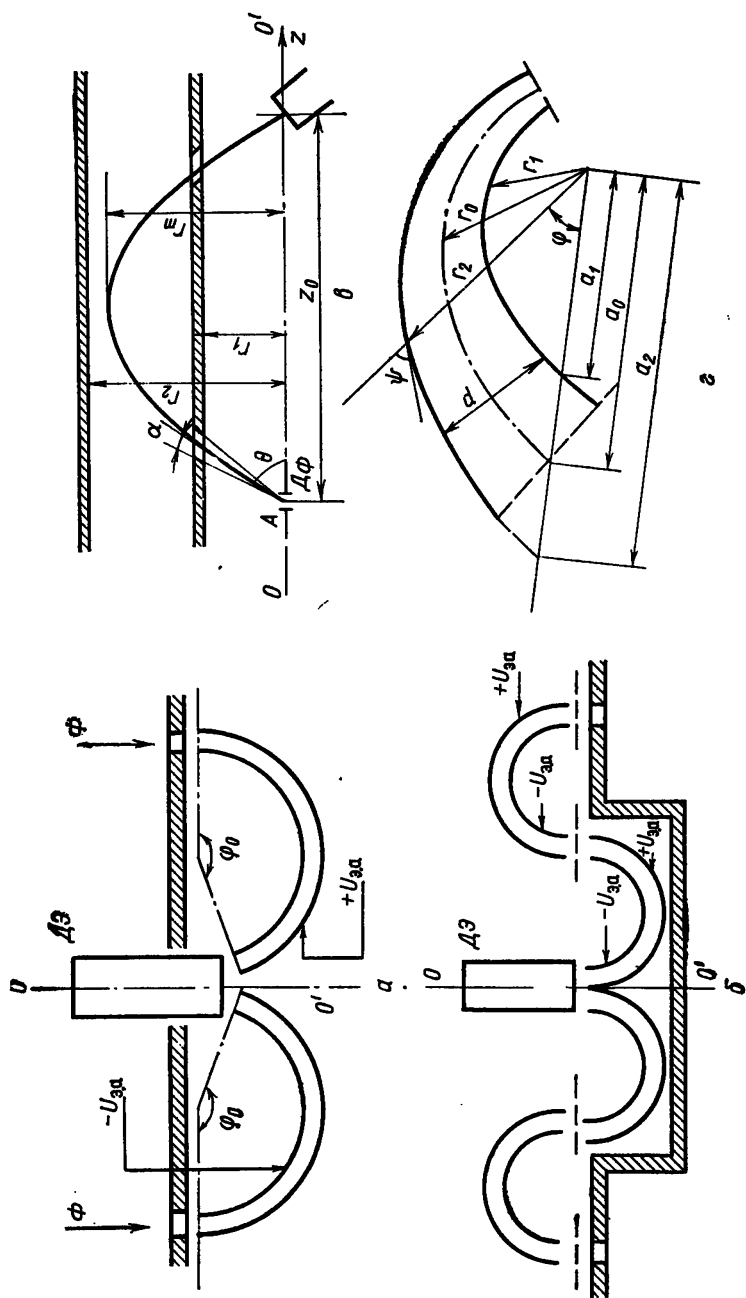


Рис. 38. Анализаторы с большим геометрическим коэффициентом: тороидальные (а, б) типа цилиндрическое зеркало (в) и с логарифмической спиралью (г)

В описанном подобном спектрометре [78], рассчитанном на энергетический диапазон 0,1—30 кэВ, с энергетическим разрешением 0,06 и с угловым разрешением $\Delta\alpha = \pm 3,6^\circ$ ($\varphi_0 = 170^\circ$, $R_0 = 35,5$ мм, $d = 3$ мм, наименьшее расстояние между внешними пластинами 4 мм) геометрическая эффективность равна $3 \cdot 10^{-2}$ см²·ср, а чувствительность $2 \cdot 10^3$ см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹.

Благодаря осевой симметрии таких анализаторов их угловые характеристики практически полностью симметричны. Угол зрения $\Delta\beta$ при необходимости может быть ограничен дополнительным сотовым коллиматором, размещенным перед входным окном.

Рассмотренным анализаторам свойственны некоторые особенности. При повороте частиц на угол, близкий к π , конструктивные элементы детектора и электронных устройств могут затенить часть поля зрения. Поэтому оказываются выгодными системы, состоящие из двух тороидальных отклоняющихся устройств, поворачивающих частицы в противоположных направлениях (см. рис. 38, б). Анализаторы, в которых частицы поворачиваются на угол $\pi/2$, регистрируют частицы, приходящие со всех сторон, т. е. являются всенаправленными по одной из координат.

В последние годы значительный интерес проявлен к еще одному варианту анализатора с электродами, выполненными в форме тел вращения, — устройству типа цилиндрического зеркала. Оно представляет собой два коаксиальных цилиндра с радиусами r_1 и r_2 и с входной и выходной щелями, расположенными на внутреннем (фронтальном) электроде (см. рис. 38, в). Источник ионов размещается в точке А, а на пересечении траектории с осью OO' расположен детектирующий элемент ДЭ. Угол φ в плоскости, перпендикулярной оси вращения, может быть значительным и в принципе составлять 2π . Для потока частиц, приходящих извне, в точке А располагают диафрагму Дф, а угол φ может быть равен π .

Сообщений об использовании таких анализаторов в космических исследованиях пока не было, и имеющиеся материалы относятся к спектрометрии частиц, испускаемых точечным или протяженным источником [79—82]. Для цилиндрических селекторов типа зеркала были рассчитаны траектории частиц и характеризующие их величины: $r_{\text{макс}}$, z_0 , а также определены значения энергетического разрешения и сферической аберрации. Показано [83], что при $\theta = 42,3^\circ$ такой анализатор обеспечивает фокусировку второго порядка, т. е. в нем может быть увеличена апертура и достигнута большая чувствительность спектрометра (энергетическое разрешение $\Delta E/E \approx 2,8 \alpha^3$). Из расчетов также следует, что для достижения минимального размера пучка на выходе системы при конечных углах α детектор должен быть расположен не в фокусе, а перед ним; однако если необходимо малое разрешение по энергии, то вы-

годнее размещать детектор в фокусе (где кривая распределения имеет более острый максимум).

Сравнительный анализ рассматриваемого устройства со сферическими анализаторами (см., например, работу [84]) показал, что анализаторы типа цилиндрического зеркала обладают лучшими электронно-оптическими свойствами: меньшей угловой aberrацией и большим геометрическим коэффициентом; их энергетическое разрешение почти такое же, что и у сферического анализатора сходных размеров.

Для повышения чувствительности используют также анализаторы с электродами, имеющими форму логарифмической спирали, с расстоянием между пластинами d не постоянным, а уменьшающимся по мере увеличения угла поворота частиц φ [85]. Отношение $[d(0)]/[d(\varphi_0)]$ и определяет увеличение площади входного окна по сравнению с выходным окном, т. е. увеличение чувствительности блока детектирования.

В таком анализаторе (см. рис. 38, з) радиус-вектор r связан с полярной координатой φ зависимостью

$$r(\varphi) = a \exp(\varphi \operatorname{ctg} \psi), \quad (3.4)$$

где $a = \text{const}$, а ψ — угол между вектором r и касательной к спирали. При напряжениях на электродах $\pm U_{\text{пл}}/2$ распределение потенциала между электродами определяется выражением

$$U(r, \varphi) = U_{\text{пл}} [\ln(r/\sqrt{a_1 a_2}) + \varphi \operatorname{ctg} \psi] / \ln(a_2/a_1), \quad (3.5)$$

т. е. эквипотенциальные линии также имеют форму логарифмической спирали. Радиус-вектор $r_0(\varphi) = \sqrt{r_1(\varphi) r_2(\varphi)}$ определяет равновесную траекторию, на которой потенциал равен нулю.

Если форма каждого электрода удовлетворяет выражению (3.4), то отношение зазора между электродами $d(\varphi)$ к радиусу кривизны равновесной траектории $\rho_0(\varphi)$ остается постоянным, т. е.

$$[d(\varphi)]/[\rho_0(\varphi)] \approx (a_2 - a_1) \sin \psi / \sqrt{a_1 a_2 (1 + \operatorname{ctg}^2 \psi)}. \quad (3.6)$$

Постоянство этого отношения обеспечивает пропускание анализатором частиц с энергией, близкой к $E_0 = q(U_{\text{пл}} \rho_0 / 2d)$.

Для всех $\operatorname{ctg} \psi < 2\sqrt{2}$ происходит фокусировка частиц при угле $\varphi_0 = (2\pi/8 - \operatorname{ctg} \psi)n$, где n — целое число.

Поскольку силовые линии поля пересекают равновесную траекторию под прямым углом, срезы электродов на входе и выходе анализатора выполняют не по радиусу-вектору, а по перпендикуляру к равновесной траектории. Для исключения влияния краевых полей на входе и выходе анализатора размещают диафрагмы с прямоугольными отверстиями.

Описанный такой спектрометр [86] имел следующие параметры: $a_1 = 85$ мм; $a_2 = 118$ мм; $a_0 = 100$ мм; $d/\rho_0 = 0,24$; высота электродов 110 мм; $\varphi_0 = 130^\circ$; $\psi = 60^\circ$ ($\operatorname{ctg} \psi = 1/\sqrt{3}$) и $S_{\text{вх}}/S_{\text{вых}} =$

$=3,6$; энергетическое разрешение для частиц с $E=1-4$ кэВ было близко к 0,17, а ширина угла зрения — к 15° . Геометрическая эффективность анализатора составила $0,5 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$.

Спектрометры с тормозящим электростатическим полем. Хотя в спектрометрах частиц малой энергии чаще всего используют отклоняющие системы, в некоторых случаях эти устройства оказываются неприемлемыми. К таким случаям, в частности, относятся необходимость выполнения детектора с большим углом поля зрения и спектрометрии частиц очень малой энергии.

Как уже отмечалось, угол зрения электростатического анализатора определяется отношением d/R_0 и для выполнения системы с большим углом $\Delta\alpha$ расстояние между пластинами d должно быть близко к среднему радиусу R_0 . В этом случае, однако, значительно искажаются поле на краях системы и траектории частиц, а также ухудшаются фокусирующие свойства анализатора.

Отношение d/R_0 определяет и связь между величиной $qU_{э.а.}$ и энергией пропускаемых частиц E . Если эта энергия очень мала ($\leq 20 \text{ В}$), то напряжение на пластинах оказывается равным 2—3 В и менее. В процессе измерений вносится погрешность, обусловленная контактной разностью потенциалов. Увеличение отношения d/R_0 позволяет повысить значение $U_{э.а.}$, но приводит к осложнениям, отмеченным выше.

В этих случаях предпочтительно использовать электростатические анализаторы не с отклоняющим, а с тормозящим полем. Для них $qU_{т.} \approx E_0$, а угол зрения определяется только геометрией системы диафрагма — детектирующий элемент и может быть сделан достаточно большим. Из-за значительных размеров активной площади в таких спектрометрах в качестве детектирующих элементов обычно используют коллекторы.

Типичная структура детектора с тормозящим полем показана на рис. 39. Он содержит внешнюю диафрагму, выполненную в корпусе блока, анализирующую сетку C_2 и внутреннюю диафрагму $Дф$. Диаметр отверстий диафрагм определяет угол зрения детектора $\Delta\alpha$. У диафрагм закреплены внешняя и внутренние экранирующие сетки C_1 и C_3 , электрически соединенные с корпусом; на сетку C_2 подают анализирующее напряжение $U_{т.}$ Частицы, прошедшие через анализирующую сетку C_2 и диафрагмы, попадают на коллектор $Кл$, находящийся под потенциалом, близким к нулевому. Вся конструкция имеет цилиндрическую симметрию. Изоляторы, на которых закреплены электроды, располагают так, чтобы они не попадали под непосредственное воздействие солнечного света и потока заряженных частиц.

Для того чтобы снизить ток, обусловленный фотоэмиссией и вторичной электронной эмиссией, перед коллектором распо-

лагают дополнительную (антидинаatronную, или супрессорную) сетку, на которую подается отрицательный потенциал $U_{a,д}$ относительно коллектора. Под действием этого потенциала фотоэлектроны и вторичные электроны с энергией меньше $q_e U_{a,д}$ возвращаются на коллектор. Поскольку энергия большинства вторичных электронов не превышает 20—30 эВ, а фотоэлектронов — несколько электронвольт, уже при $U_{a,д} = 30—50$ В фототок и ток вторичной эмиссии с поверхности коллектора будут подавлены (при регистрации электронов напряжение $U_{a,д}$ определяет нижнюю границу энергии спектрометрируемых частиц).

Однако кванты солнечного излучения, отразившись от коллектора, выбивают фотоэлектроны из супрессорной сетки; под действием электрического поля все эти электроны попадают на коллектор. Эта компонента фоновых токов пропорциональна коэффициенту отражения света от коллектора и доле площади, занимаемой нитями супрессорной сетки. Для снижения фонового тока необходимо использовать сетку с высокой оптической прозрачностью (в пределах 0,95—0,98) и выбирать материал для сетки с меньшим квантовым выходом фотоэлектронов $k_{фэ}$; например, для алюминия, вольфрама, никеля, золота и серебра $k_{фэ}^{max}$ соответственно равны 0,23; 0,16; 0,15; 0,14 и 0,14. Поверх-

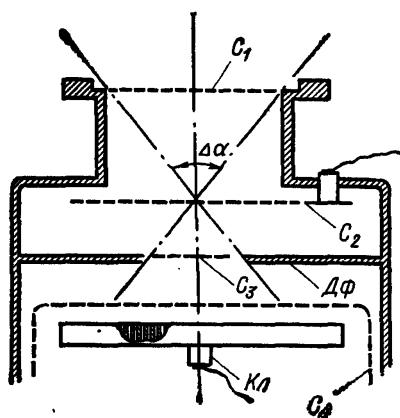


Рис. 39. Схема детектора с тормозящим полем

ность коллектора должна иметь наименьший коэффициент отражения светового потока ϕ . Для этого используют обработку поверхности и покрытие из черни (см. с. 142). Значительно снижается доля отраженного и рассеянного света от черненной поверхности, в которой насверлены ряды отверстий малого диаметра с тонкими перегородками между каналами (см. рис. 39). Такие же результаты достигаются обработкой типа «электронный вельвет» (осаждение производится на поверхность, у которой установлены торцы

проволочек, удаляемых после обработки и создающих рельеф в виде многочисленных отверстий малого диаметра). Все это позволяет уменьшить фоновый ток более чем в 100 раз по сравнению с фоновым током при отсутствии супрессорной сетки.

Другой метод снижения утечки фотоэлектронов и вторичных электронов с коллектора, применяемый при регистрации ион-

ных потоков, — размещение коллектора в магнитном поле. Если силовые линии поля имеют у коллектора выпуклую (куполообразную) форму, дважды пересекая его и проходя над ним, то вторичные электроны, обладающие малой энергией, проходят вдоль силовой линии и возвращаются на коллектор. Эффективность работы такого устройства зависит от положения коллектора в магнитном поле; в оптимальном положении удастся снизить фоновый ток в цепи коллектора в 10^4 раз.

Устройства с тормозящим электростатическим полем, имеющие широкий угол зрения, не обладают хорошими спектрометрическими характеристиками. В таком детекторе большая доля частиц входит в тормозящее поле под углом α относительно нормали к сетке C_2 . Как отмечалось в § 2.3, энергетический отбор частиц осуществляется по нормальной компоненте скорости; при полной энергии направленного движения частиц E_0 через сетку C_2 пройдут лишь те частицы, для которых $qU_T \geq E_0 / \cos^2 \alpha$, где $\alpha_{\text{макс}}^+ \geq \alpha \geq \alpha_{\text{макс}}^-$. При $\alpha_{\text{макс}} = 15^\circ$ (т. е. $\Delta\alpha = 30^\circ$) погрешность в измерениях энергии, обусловленная разными направлениями скорости частиц, доходит до 7,7%, при $\Delta\alpha = 60^\circ$ — до 25%, а при $\Delta\alpha = 90^\circ$ — до 50.

Граничная энергия заряженных частиц, пропускаемых через сетку C_2 на коллектор, не определяется однозначно напряжением даже в том случае, когда все частицы направлены по нормали к плоскости этой сетки. Поле у тормозящей сетки образуется наложением двух полей: дальнего, определяемого формой поверхности сетки и электродов, между которыми она расположена (входной сетки и коллектора, находящихся под потенциалом, близким к нулевому), и ближнего, определяемого структурой ячеек сетки. Происходит провисание полей коллектора и входной сетки и возникает так называемый островной эффект, из-за которого потенциал U_T имеют лишь участки, расположенные непосредственно у проволок сетки. В просветах между проводниками потенциал уменьшается, достигая минимального значения ξU_T в середине просветов. Провисание поля зависит от соотношения между шагом сетки и расстояниями от тормозящей сетки до входной сетки и коллектора. Количественно ξ можно определить методами, сходными с методами расчета полей в электровакуумных приборах [87]. При редкой сетке ξ существенно меньше единицы. Таким образом, на коллектор пройдет часть заряженных частиц с энергией, меньшей qU_T , вплоть до ξqU_T .

Возникающее размытие энергетического порога можно уменьшить с помощью тормозящих сеток с малым шагом между проводниками. Однако более эффективно размещение рядом двух сеток, электрически соединенных между собой, на которые подают тормозящее напряжение U_T .

При широком угле зрения детектора с тормозящим полем

интерпретация результатов измерения заряженных частиц осложняется следующими обстоятельствами. Во-первых, для частиц, попадающих во входное окно и направленных под разными углами α относительно оси детектора, различна действующая площадь коллектора S_d (рис. 40, а). Лишь при $\alpha=0$ любая частица, прошедшая входное окно (если считать траектории частиц прямолинейными), попадает на коллектор. С ростом угла α эффективность регистрации падает, достигая нуля при

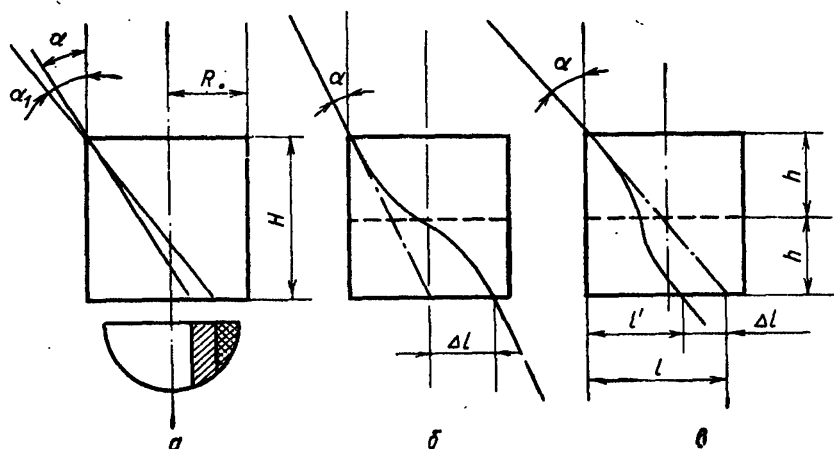


Рис. 40. Траектории частиц в детекторе с тормозящим полем: с разными углами α (а), с промежуточным уменьшением (б) и увеличением энергии частицы (в)

$\alpha = \text{arctg}(2R/H)$. Относительное уменьшение эффективности регистрации с ростом угла α можно определить из соотношения $\eta = S_d/S_0$, где $S_0 = \pi R^2$.

Такая оценка дает следующие результаты:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - (H/R) \text{tg} \alpha + 0,5 (H/R)^2 \text{tg}^2 \alpha \text{ при } 0 \leq \text{tg} \alpha \leq R/H; \\ \eta &= (H/R) \text{tg} \alpha [1 - (H/2R) \text{tg} \alpha] \text{ при } R/H \leq \text{tg} \alpha \leq 2R/H. \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Во-вторых, траектории частиц, влетающих в детектор с тормозящим полем под углом α , отличаются от прямолинейных; происходит смещение траектории, зависящее от угла α и соотношения величин E_0 и qU_T . На рис. 40, б показана траектория частицы, скорость которой на участке между входной (заземленной) и анализирующей сетками снижается, а на участке между анализирующей сеткой и коллектором восстанавливается до первоначального значения $v_0 = \sqrt{2E_0/m}$. Траекторию частицы можно определить из решения уравнения движения в поле конденсатора при начальных условиях $x=0$ и $v=v_0 \cos \alpha$. Тогда $x = qU_0 t^2 / (2mh) + (v_0 \cos \alpha) t$.

За время пролета расстояния между входной и анализирующей сетками h произойдет смещение частицы на расстояние, равное $v_0 t \sin \alpha$. Аналогичное смещение произойдет и на втором участке пути при ускорении частицы и восстановлении первоначальной скорости. Тогда суммарный сдвиг траектории в плоскости коллектора составляет $2v_0 t \sin \alpha$. Если бы траектория была прямолинейной (т. е. если пренебречь эффектом изменения скорости в процессе пролета детектора), то аналогичный сдвиг траектории составил бы $2htg\alpha$. Следовательно, дополнительный сдвиг траектории, обусловленный искривлением пути заряженной частицы, равен:

$$\Delta l = 2v_0 \sin \alpha \frac{2h}{v_0} \frac{E_0 \cos \alpha}{qU_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qU_0}{E_0 \cos^3 \alpha}}\right) - 2htg\alpha =$$

$$= 2htg\alpha \left[2 \frac{E_0 \cos^2 \alpha}{qU_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qU_0}{E_0 \cos^3 \alpha}}\right) - 1\right]. \quad (3.8)$$

Для $E_0 = qU_0 / \cos^2 \alpha$ дополнительный сдвиг траектории и величина $2htg\alpha$ равны; для $E_0 \cos^2 \alpha / qU_0$, равных 1,33; 2 и 3, отношение $\Delta l / 2htg\alpha$ составит соответственно 0,33; 0,16 и 0,08. Вследствие сдвига траектории действующая площадь коллектора S_d' уменьшается по сравнению с S_d , причем этот эффект возрастает по мере сближения значений qU_0 и $E_0 \cos^2 \alpha$.

Для детекторов с тормозящим полем характерна регистрация помимо частиц с энергией, большей qU_T , частиц с зарядом противоположного знака и энергией, превышающей qU_c , где U_c — напряжение на сетке отсекаателя плазмы. Потенциал на анализирующей сетке для этих фоновых частиц будет уже не тормозящим, а ускоряющим. Под его влиянием происходит искривление траектории фоновых частиц, и число таких частиц, регистрируемых детектором, возрастает с увеличением потенциала U_T (см. рис. 40, в).

Частицы с зарядом противоположного знака сначала ускоряются в анализирующем поле. Уравнение движения при ускорении $qU_0/d = m(d^2x/dt^2)$; его решение сходно с рассмотренным выше, и смещение траектории, обусловленное сначала увеличением скорости частицы, а затем снижением ее до первоначальной величины, выразится как

$$l = 2htg\alpha \left[2 \frac{E_0 \cos^2 \alpha}{qU_0} \left(\sqrt{1 + \frac{qU_0}{E_0 \cos^2 \alpha}} - 1\right)\right]. \quad (3.9)$$

При $qU_T = 0$ $l = 2htg\alpha$, т. е. траектория частицы не изменяется. Однако уже при $qU_T = E_0 \cos^2 \alpha$ смещение траектории составляет $0,4htg\alpha$, а при $qU_T \gg E_0 \cos^2 \alpha$ $l = 2htg\alpha 2 \frac{\sqrt{E_0 \cos^2 \alpha}}{qU_T} \rightarrow 0$. Следовательно, при $qU_T \gg E_0$ все фоновые частицы малой энергии, попадающие во входное окно, поступают и на коллектор. Ток в цепи коллектора, обусловленный заряженными частицами с

зарядом противоположного знака, не только может быть большим, но и увеличивается с ростом напряжения на анализирующей сетке U_T .

Если конструкция детектора несимметрична относительно плоскости анализирующей сетки, то силовые линии поля провисают так, что возникает составляющая напряженности, параллельная поверхности сетки. Из-за этого элементарные пучки заряженных частиц, даже падающие перпендикулярно плоскости сетки, проходя через отверстия сетки, рассеиваются (или собираются) и эффективная площадь детектора отличается от геометрической площади.

Указанные обстоятельства осложняют измерения и в устройствах с модуляцией напряжения U_T . Во-первых, в изотропном потоке регистрируются частицы с энергией от $qU_T/\cos^2\alpha$ до $q(U_T+\Delta U)/\cos^2\alpha$. С увеличением угла α снижается действующая площадь коллектора и эффективность регистрации частиц, а функция реакции детектора на поток частиц с равномерным энергетическим распределением существенно отличается от прямоугольной формы. Далее, при напряжении U_T и $U_T+\Delta U$ на сетке S_2 происходит различное искривление траекторий детектируемых частиц. Это приводит к появлению ложного сигнала i , даже если в потоке нет частиц в выделяемом интервале энергий. Наконец, изменение напряжения на сетке S_2 влияет на эффективную площадь коллектора для регистрации фоновых частиц при разных полупериодах модуляции; это также вызовет ложный сигнал $i_{\text{л}}$ в цепи коллектора.

В детекторах с модуляцией тормозящего напряжения необходимо устранить паразитную связь между анализирующей сеткой и коллектором. Для этого между анализирующей и супрессорной сетками вводят дополнительную заземленную сетку. Лучшие результаты дает использование нескольких сеток попеременно с горизонтальной или вертикальной намоткой проводников. Эти же дополнительные сетки снижают влияние модулирующего напряжения на фототок с супрессорной сетки на коллектор, который служит одним из источников погрешностей в измерениях.

Помимо устройств, рассмотренных выше, используются и другие варианты детекторов с тормозящим электростатическим полем. Так, для уменьшения угла зрения (повышения направленности) и улучшения спектрометрических характеристик при сохранении большой площади входного окна перед входной диафрагмой и сеткой S_1 размещают сотовую насадку, состоящую из набора примыкающих друг к другу шестигранных трубок (рис. 41, а). Для регистрации частиц, имеющих различное направление (в пределах углов π или 2π), используют сферические (см. рис. 41, б) и полусферические детекторы, в которых коллектор окружен сферической или полусферической анализирующей и супрессорной сетками, а снаружи размещен экран

такой же формы с отверстиями. Относительные размеры электродов детектора определяют диапазон углов падения частиц на поверхность, при которых эти частицы регистрируются (т. е. разброс пороговой энергии E_0).

Как уже отмечалось, существенный недостаток анализаторов с электростатическим тормозящим полем — прямое воздействие светового потока на детектирующий элемент (коллектор). Значительно снизить это воздействие удастся в системах, использующих сочетание тормозящего и отклоняющего полей [88].

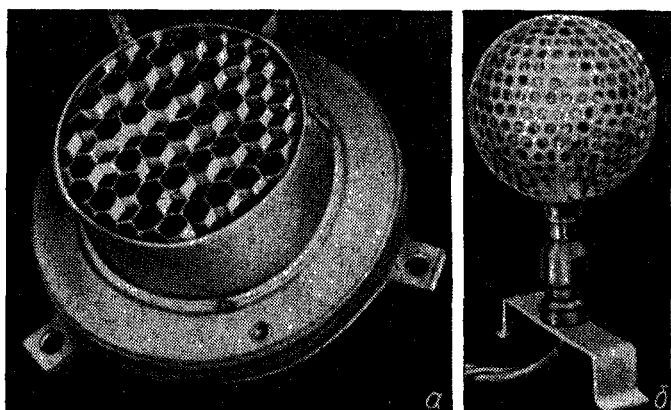


Рис. 41. Детекторы с тормозящим полем с сотовой насадкой (а) и со сферическими электродами (б)

В таких анализаторах частицы, пройдя через тормозящее поле, отклоняются полем цилиндрического конденсатора и только после этого попадают на коллектор. Напряжение на пластинах конденсатора U_3 — а поддерживают пропорциональным напряжению на анализирующей сетке U_T и выбирают таким, чтобы по среднему радиусу R_0 поворачивались частицы с энергией $E_0 = qU_T$. Отклоняющая система не осуществляет энергетического анализа, а только снижает долю солнечного света, действующего на детектирующий элемент. Такие системы выполняли с модуляцией напряжения U_T и ширину энергетического канала определяли напряжением модуляции ΔU .

Анализаторы с тормозящим полем приемлемы для спектрометрии частиц с энергией, не превышающей 5—6 кэВ, из-за трудностей, возникающих при использовании напряжения более 5—6 кВ.

Бессеточные анализаторы с тормозящим потенциалом. При спектрометрии заряженных частиц с очень малой энергией E_0 выгодно использовать устройства с анализирующим напряже-

нием $U_a \gg E_0/q$ с тем, чтобы устранить погрешности, обусловленные влиянием контактной разности потенциалов. Этими возможностями обладает бессеточный гиперболический анализатор с тормозящим потенциалом [89].

Такой анализатор (рис. 42) состоит из трех электродов с цилиндрической симметрией (с общей осью), имеющих форму гиперboloидов вращения: среднего (поясного) B и двух торцовых A и C . Электрод A выполнен сплошным с диафрагмами

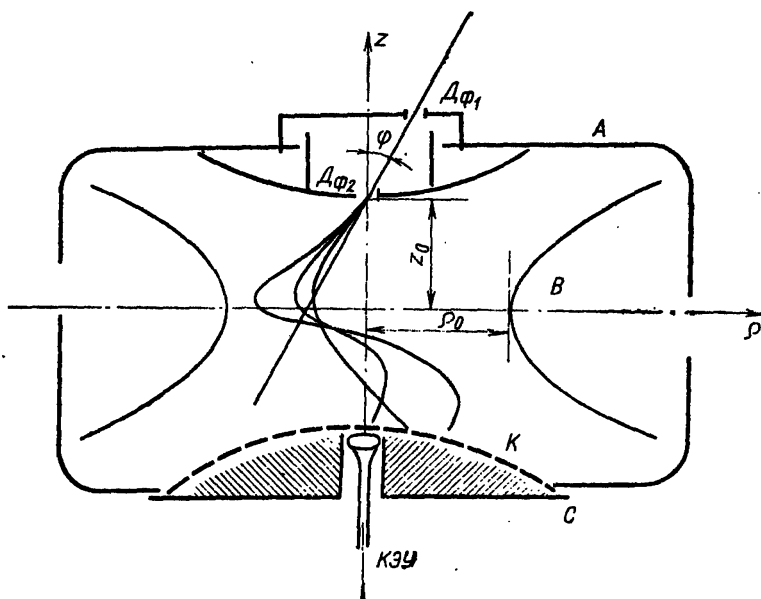


Рис. 42. Бессеточный анализатор с тормозящим полем

$\Delta\phi_1$ и $\Delta\phi_2$, задающими угол направления ϕ частиц, попадающих в анализатор; диаметры отверстий определяют угол зрения устройства $\Delta\alpha$. Электрод C выполнен из сетки и находится, так же как и электрод A , под нулевым потенциалом. Форма торцовых электродов соответствует кривой $z = \pm (z_0^2 + \rho^2/2)^{0.5}$, где z_0 — координата вершины гиперболы, а ρ — текущее значение радиуса. За сеткой C расположен каналовый электронный умножитель (КЭУ), который регистрирует частицы, прошедшие систему и вышедшие из сетки вблизи оси z . По обе стороны от него размещен коллектор K , улавливающий частицы, также прошедшие анализирующую систему, но не попавшие в КЭУ. Коллектор находится под потенциалом около 50 В относительно корпуса (+50 В при регистрации электронов); на вход КЭУ подают ускоряющий потенциал +150 В при детектировании электронов и $-(2-4)$ кВ при детектировании ионов.

Форма среднего электрода соответствует кривой $\rho = (2z^2 + \rho_0^2)^{0,5}$, где ρ_0 — координата вершины гиперболы. На этот электрод подан потенциал U_n , и в системе создано осесимметричное квадрупольное поле $U = f(\rho, z)$, обеспечивающее селекцию заряженных частиц по энергии

$$U(\rho, z) = U_n [2(z_0^2 - z^2) + \rho] / (\rho_0^2 + 2z_0^2). \quad (3.10)$$

Частицы, попадающие через диафрагмы $D\phi_1$ и $D\phi_2$ в анализатор, сначала тормозятся в созданном поле, отклоняясь от первоначальной траектории, а затем опять ускоряются и проходят через электрод С. В зависимости от энергии частиц E их траектории проходят различно (см. рис. 42). Лишь для определенного интервала энергий $E_0 \pm 0,5 \Delta E$ эти частицы попадают в КЭУ, а при больших и меньших значениях энергии попадают на коллектор К. Разрешение по энергии (ширина функции пропускания по основанию) зависит от геометрии системы:

$$\Delta E/E_0 = 2\Delta\xi/\xi + 2\Delta\alpha \operatorname{tg} \alpha, \quad (3.11)$$

где

$$\xi = [E_0(\rho_0^2 + 2z_0^2)/(2z_0^2 q U_n)]^{0,5} \cos \varphi; \quad (3.12)$$

$\Delta\xi$ — разность между двумя значениями ξ , задающими энергетический интервал.

В описанном устройстве [88], рассчитанном на спектрометрию электронов с $E_{\min} = 1,3$ эВ, средний электрод был выполнен из позолоченного алюминия и окружен магнитным экраном; из магнитозкранирующего материала изготовлены и торцовые электроды (магнитное поле внутри анализатора не превышало 0,8 А/м). Значения φ и $\Delta\alpha$ составляли соответственно 15 и 8°, а разрешение $\Delta E/E_0$ равнялось 15,3%.

Следует отметить, что падение пучка анализируемых частиц под некоторым углом φ и выведение детектирующего элемента из непосредственного воздействия солнечного света существенно снижает фоновую компоненту сигналов по сравнению с анализаторами с тормозящим полем, создаваемым напряжением на сетке.

§ 3.4. Спектрометры заряда и массы

На выбор способа построения спектрометров заряда и массы заряженных частиц малой энергии, предназначенных для размещения на космических аппаратах, влияют ограничения массы и габаритов измерительной аппаратуры и потребляемой ею мощности и сочетание видового анализа потоков со спектрометрией по энергии.

Для реализации времяпролетных систем необходимо использовать большую пролетную базу (т. е. значительно увели-

чивать габариты приборов) или пропускать частицы через электрический затвор в течение короткого интервала времени t_n и проводить анализ малых временных интервалов (т. е. применять быстродействующие электронные каскады, потребляющие значительную мощность). Кроме того, сокращение времени пропускания потока частиц t_n по сравнению с временем пролета базового расстояния частицами с наименьшей энергией (определяющим период импульсов t_n) уменьшает чувствительность измерительной аппаратуры и приемлемо лишь при селекции частиц со значительными плотностями потока. Поэтому до настоящего времени времяпролетные спектрометры не нашли практического применения в измерениях ионизирующих излучений на космических аппаратах. Лишь в последующие годы при оснащении орбитальных лабораторий аппаратурой с меньшими ограничениями массы и потребляемой мощности эти спектрометры смогут привлечь внимание, в особенности для анализа частиц самых малых энергий. Сейчас, как правило, спектрометры заряда и массы частиц малых энергий используют отклонение этих частиц электрическим и магнитным полями.

Как было показано в § 2.4, комбинация электрического и магнитного полей позволяет выделить частицы определенного вида и энергии в одноканальных устройствах и частицы одной энергии и нескольких видов — в многоканальных. Однако в измеряемых потоках содержатся обычно частицы различных энергий и, как правило, проводится энергетический анализ корпускулярного излучения.

В энергетических спектрометрах отклоняющие электростатические системы выделяют поток частиц, однородных по энергии E ; изменение значения E не представляет каких-либо трудностей. Под действием магнитного поля эти частицы поворачиваются и попадают во входное окно одного или нескольких детекторов. Поскольку положение детекторов относительно отклоняющего магнита неизменно, должны оставаться неизменными и траектории частиц определенного вида независимо от их энергии. Для этого можно использовать один из следующих методов: изменять напряженность магнитного поля пропорционально значению $\sqrt{E}$; применять в селекторе скрещенные электрическое и магнитное поля или дополнительно ускорять или замедлять частицы, прошедшие отбор по энергии, доводя их энергию до определенного значения E_0 (неизменного для данного устройства).

Применение электромагнитов, позволяющих создавать магнитное поле с изменяющейся напряженностью в зазоре, связано со значительным расходом мощности по цепям питания. Так, для создания в зазоре электромагнита в 10 мм поля с напряженностью нескольких тысяч ампер на сантиметр необходима

намагничивающая сила около 10^4 А·виток; это соответствует потребляемой мощности более 100 Вт при массе магнита в несколько килограмм. Поэтому в спектрометрах используют только постоянные магниты и реально лишь последние два из перечисленных способов построения аппаратуры.

Спектрометры с последовательным пропусканием частиц через электростатический и магнитный анализаторы могут содержать один детектор и производить одновременно отбор только частиц одного вида или несколько детекторов и определять параллельно содержание в потоке частиц нескольких видов. В первом случае для получения энергетического спектра необходимо измерять последовательно плотность потока частиц при нескольких значениях энергии в диапазоне от $E_{\min}$ до $E_{\max}$ для одного вида частиц, а затем повторять эти изменения для каждого вида частиц. При разделении энергетического диапазона на k градаций и выделении n видов ионов число измерений для определения всего спектра равно kn . Во втором случае достаточно провести k измерений, последовательно изменяя энергию селектируемых частиц в пределах от $E_{\min}$ до $E_{\max}$.

Схема типичного блока детектирования одноканального спектрометра приведена на рис. 43, а. Анализируемые частицы

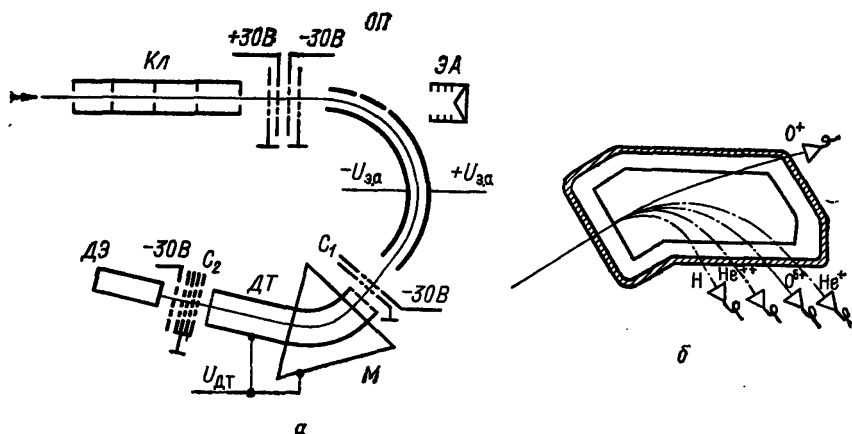


Рис. 43. Спектрометр с комбинацией электростатического и магнитного селекторов (а) и использование в нем нескольких детекторов (б)

пропускаются последовательно через коллиматор $Кл$, цилиндрический электростатический анализатор $ЭА$, дрейфовую трубку $ДТ$, находящуюся в поле постоянного секторного магнита $М$, и попадают на детектирующий элемент $ДЭ$ (обычно на ВЭУ). Напряжения на отклоняющих пластинах электростатического анализатора $\pm U_{э.а}$ выбирают таким, чтобы через анализатор проходили частицы с заданным отношением E/q , т. е. $U_{э.а} =$

$=2dE/(qR_0)$. Перед электростатическим анализатором расположены сетки отсекаателя плазмы, а перед дрейфовой трубкой и на выходе из нее — две группы разделительных сеток.

Частицы вида i с заданным отношением E/q , пройдя через анализатор ЭА, затем проходят через дрейфовую трубку (поворачиваются по радиусу, определяемому геометрией этой трубки), только если они к моменту ввода в магнитное поле имеют вполне определенную энергию E_{0i} . Эту энергию они приобретают за счет дополнительного электрического поля, созданного между входной диафрагмой и дрейфовой трубкой. Для этого постоянный магнит и дрейфовая трубка соединены с источником напряжения $U_{дт}$, изменяющегося по программе. Значение $U_{дт}$ выбирают таким, чтобы $qU_{дт} + E = E_{0i}$.

Если магнитное поле и геометрия трубки ДТ таковы, что при энергии протонов E_{0i} они попадают в детектирующий элемент, то для ионов другого вида E_{0i} (заряда $q = zq_e$ и массы $m = Am_p$) значение $E_{0i} = E_{01}z^2/A$. Следовательно, для измерения энергетического спектра необходимо провести kn измерений, задавая напряжения на пластины анализатора ЭА $U_{в.а} = \alpha E/q$ (где $\alpha = 2d/R_0$), а напряжение на дрейфовую трубку $U_{дт} = E_{01}z^2/Aq_e - E/zq_e$ (где E_{01} — параметр системы) и меняя эти значения в нужных пределах E , A и z .

Так, например, в одной из таких систем [90, 91] однородное магнитное поле напряженностью 10^4 А/м создавалось секторным магнитом с зазором 15 мм, полюсами в форме равностороннего треугольника с длиной стороны 75 мм, а электростатический анализатор был выполнен с двумя пластинами радиусами 64,5 и 55,5 мм ($\alpha = 0,15$). При выбранном радиусе поворота частиц в дрейфовой трубке 60 мм для попадания ионов H^+ , He^+ и He^{++} энергия E_{0i} составляла соответственно 3; 0,75 и 3 кэВ. В каждом цикле измерения энергетического спектра для одного вида ионов меняли напряжения $U_{дт}$ и $U_{в.а}$ 16-ю градациями, а затем при тех же $U_{в.а}$, но новых значениях $U_{дт}$ измерения повторяли. Максимальные значения E и $U_{дт}$ составляли при отборе ионов H^+ , He^+ и He^{++} соответственно 4; 4 и 8 кэВ и +1,0; +3,25 и +1,0 кВ (т. е. электрическое поле, приложенное к магниту, должно тормозить ионы).

Для того чтобы упростить сопряжение напряжений $U_{в.а}$ и $U_{дт}$, удобно использовать для задания потенциала на магнит и дрейфовую трубку два последовательно соединенных источника питания, вырабатывающих напряжения E/q и $(-E_{0i}/q)$, и снимать с первого источника также напряжения $\alpha E/q$ на пластины электростатического анализатора. Напряжение источника питания E/q изменяют перед началом каждого измерения, а E_{0i}/q — при переходе на новый вид ионов.

В устройствах с несколькими измерительными каналами за электростатическим анализатором выгодно размещать магнит

такой формы, чтобы магнитное поле захватывало большие участки траекторий и различие в угле отклонения для разных ионов было бы заметнее. На пути равновесной траектории для каждого из селектируемых ионов располагают отдельный детектирующий элемент (каналовый умножитель). На рис. 43, б приведен пример такой магнитной системы для селекции ионов пяти видов [92]. Хотя радиус поворота ионов и определяется как $\sqrt{2mE/qH}$, энергия частиц, прошедших через электростатический анализатор, ускоренных дополнительным электрическим полем и попавших в магнитный селектор, пропорциональна их заряду q . Следовательно, радиус поворота ионов вида i $R_{0i} = R_{01}\sqrt{A/z}$ (где R_{01} — радиус поворота протонов). Для ионов He^{++} , O^{+8} , He^{+} и O^{+} значения равны соответственно 1,41; 1,64; 2 и 4, что приводит к увеличению радиусов поворота (это видно на рис. 43, б).

Снижение значений E_{0i} , т. е. торможение полем $U_{\text{дт}}$ ионов с энергией, близкой к $E_{\text{макс}}$, приводит к расширению пучка, выходящего из электростатического анализатора. Однако при этом можно использовать магниты меньших размеров или с меньшими значениями индукции. При повышении значений E_{0i} нужны магниты с индукцией до 0,5 Т; кроме того, при значительных напряжениях $U_{\text{дт}}$, прикладываемых к магниту и дрейфовой трубке, становится серьезной задача электрической изоляции этих устройств от корпуса, исключения пробоев на разделительные сетки и т. п.

При построении рассматриваемых систем приходится учитывать отличие реальных полей на границах анализаторов (особенно магнитного) от принятой идеальной конфигурации. Изменение поля не скачком, а постепенно приводит к смещению изображения относительно расчетного положения (фокуса). Кроме того, часто оказывается, что линии, соединяющие точки с равной напряженностью в рассеянных полях, не параллельны границе конструкции (кривизна поля), что влияет как на положение изображения, так и на его ширину. На эти же параметры влияют неидеальность конфигурации устройств, задающих поле (непараллельность пластин, неоднородность магнитных свойств полюсов, пустоты внутри магнитного материала и т. п.), искажения траекторий частиц электрическим полем, образованным поверхностными зарядами на материалах с высоким сопротивлением (если на пути пучка могут оказаться изоляторы или детали с изолирующей пленкой).

При практической реализации спектрометров с последовательно расположенными электростатическим и магнитным анализаторами приходится сталкиваться еще с некоторыми серьезными затруднениями. Основную трудность вызывает сопряжение напряжений на пластинах $U_{\text{э.а}}$ с ускоряющим (или тормозящим) напряжением $U_{\text{дт}}$, приложенным к магниту и дрейфовой трубке. Если в системах с параллельной селекцией

ионов разного вида необходимо сопрягать изменения напряжений $U_{в.а}$ и $U_{дт}$ в одном цикле, то для одноканальных устройств приходится проводить такое сопряжение для нескольких видов ионов (разных $U_{дтi}$). Отклонение значений $U_{в.а}$ и $U_{дт}$ от расчетных приводит к тому, что частицы, прошедшие электростатический анализатор и попадающие в магнитный селектор, имеют энергию, отличную от E_{0i} ; положение равновесной траектории изменяется и уменьшается доля частиц, попадающих во входное окно детектора (т. е. снижается эффективность регистрации). При значительных смещениях траекторий система вообще не будет регистрировать частицы или начнет регистрировать ионы другого вида.

Причиной такой расстройки системы может быть не только неудовлетворительное сопряжение напряжений $U_{в.а}$ и $U_{дт}$ при изготовлении прибора, но и вариации этих напряжений из-за неидеальности источников питания, а также старение магнита, вызывающее необходимость в изменении энергий E_{0i} и, следовательно, напряжений $U_{дт}$.

При малом отклонении траекторий ионов от расчетных корректировку может проводить устройство автоматического регулирования (стабилизации), введенное в состав спектрометра. Для этого необходимо при определенном напряжении $U_{в.а}$ несколько изменять потенциал $U_{дт}$, добиваясь максимума средней частоты сигналов n на выходе детектора. Код добавочного напряжения $\Delta U_{дт}$, при котором достигают $n_{\text{макс}}$, хранят до следующего цикла стабилизации, а значение $\Delta U_{дт}$, полученное с цифроаналогового преобразователя, складывают с напряжением $U_{дт}$. В системе с параллельной селекцией ионов различного вида достаточна такая однократная коррекция; в одноканальных системах необходимо проводить настройку на максимум для каждого вида ионов и хранить код n напряжений $\Delta U_{дтi}$. При значительном рассогласовании, когда основная доля частиц не попадает в детектор или когда становятся соизмеримыми числа частиц селектируемого вида и фоновых (другого вида), система выходит из режима стабилизации.

Можно изменить построение блока детектирования, чтобы упростить согласование напряжений от разных источников. Например, можно настроить на одну определенную энергию ионов E_0 как электростатический, так и магнитный анализаторы и подавать ускоряющий или тормозящий потенциал U_t на всю эту систему. В этом случае напряжение $U_{в.а}$ становится постоянным и может быть хорошо стабилизировано. Погрешность в задании потенциала U_t на величину δU_t приведет к тому, что через анализирующую систему пройдут частицы с энергией, отличающейся от расчетной на $q\delta U_t$. Однако изменение значения U_t не влияет на положение равновесной траектории в анализирующей системе. Источник питания пластин ана-

лизатора ЭА должен быть изолированным от корпуса. Недостаток такого построения системы — ухудшение относительного разрешения селектора при малых энергиях. Поскольку $\Delta E_0 = \eta E_0$, а при дополнительном ускорении частиц $\Delta E_0 = \Delta E$ для малых энергий E ($E \ll E_0$), значение ΔE может быть соизмеримым или даже превзойти энергию E .

Другая трудность, связанная с применением рассматриваемых систем, — необходимость использования постоянных магнитов относительно больших габаритов и масс; например, в уже упомянутом спектрометре [90] использовали магнит массой около 3 кг; в другом описанном приборе [92] масса магнита составляла около 1,6 кг. Если применять магниты меньшего размера, то расстояние между равновесными траекториями может оказаться недостаточным для размещения рядом двух детекторов в многодетекторных системах или для надежного разделения пучков ионов разного вида в одноканальном устройстве с ВЭУ.

По-видимому, эффективный способ построения приборов с меньшими расстояниями между траекториями ионов на выходе из магнитного поля — применение микроканальных пластин с устройствами идентификации места попадания частицы в коллектор. Детектор, выполненный на базе микроканальных пластин (см. § 3.2), располагают на месте каналовых умножителей. В простейшем случае коллектор состоит из нескольких металлизированных полосок, каждая из которых занимает пространство под каналами, регистрирующими ионы определенного вида. С n пластинами такого разрезного коллектора соединены n измерительных каналов, содержащих усилитель импульсов, дискриминатор и формирователь сигналов. Используют также общий резистивный анод или разрезанный надвое анод в сочетании с электронным устройством, определяющим по соотношению зарядов координату канала, зарегистрировавшего ион [93, 94]. В первом случае измеряется отношение зарядов, поступивших в импульсе на левую и правую границы анода; с этим соотношением однозначно связана координата попадания частицы. Во втором случае пучок электронов на выходе канала расфокусируют и от места попадания частицы зависит доля заряда, поступившего на левую и правую половины металлического коллектора. Сгруппировав каналы, регистрирующие ионы определенного вида, можно получить данные о плотности потоков ионов с различными значениями m и q .

Многодетекторные системы позволяют сократить время измерения спектра по сравнению с одноканальными устройствами. Однако различие в изменении характеристик разных экземпляров КЭУ во времени может привести в этих системах к значительным погрешностям в определении энергетических распределений. По-видимому, устройства с единым детекти-

рующим элементом — микроканальные пластины — будут лишены этого недостатка.

Основные параметры приборов: их энергетическое разрешение, фактор разделения ионов разного вида, предельные углы зрения, эффективность регистрации — можно приблизительно оценить из рассмотрения траекторий частиц (см., например, [95]).

В области малых энергий (от $E_{\min}$ до $E_{\text{гр}}$) общее энергетическое разрешение спектрометра определяется разрешением электростатического анализатора и не зависит от значения E . Все ионы вида i , прошедшие анализатор ЭА и ускоренные до энергии E_{0i} , пройдут и через магнитный селектор и попадут во входное окно детектора. С увеличением энергии частиц часть из них пройдет анализатор ЭА и не пройдет через дрейфовую трубку или не попадет в детектор; это улучшает общее энергетическое разрешение, определяемое как $(E_{0i}D)/(ER_{0M})$, где R_{0M} — радиус поворота в магнитном поле. В описанном приборе [90], например, для ионов He^+ при $E \ll 3$ кэВ разрешение составляло 8,5%, а затем уменьшилось как $1/E$ и составило 2,5% при $E = 8$ кэВ.

Для оценки фактора разделения можно с достаточной точностью аппроксимировать треугольником распределение плотности потока частиц по высоте в плоскости расположения входного окна детектирующего элемента (рис. 44) [96]. Если обо-

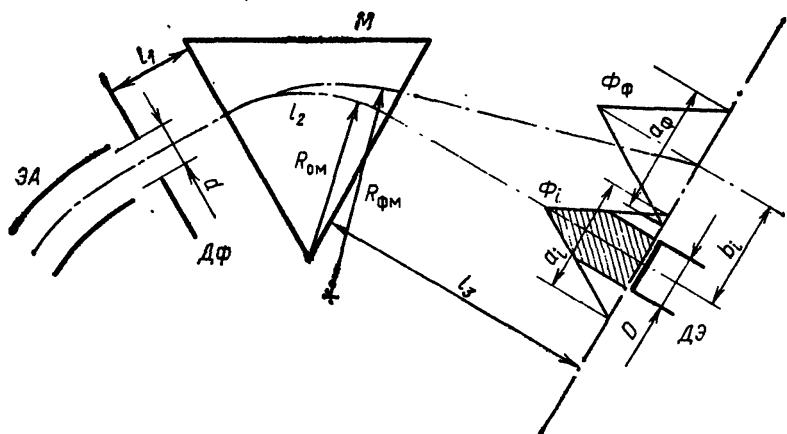


Рис. 44. Траектории частиц на выходе из отклоняющего магнита

значить диаметр выходной диафрагмы электростатического анализатора d , диаметр входного окна D , а путь частиц от диафрагмы до магнита, в магнитном поле и от магнита до детектора соответственно l_1 , l_2 , l_3 , то основание треугольника распределения селективируемых ионов:

$$a_i = d + (l_1 + l_2 + l_3) \Delta\alpha + (l_2 + l_3) \beta_i, \quad (3.13)$$

основание треугольника распределения ионов фонового вида, прошедших анализатор ЭА, — $a_\Phi \approx a_i$, а расстояние между пиками ионов селективируемого и фонового видов:

$$b_\Phi \approx (l_2 + l_3) \gamma_i. \quad (3.14)$$

Здесь $\Delta\alpha$ — угол вылета частиц из электростатического анализатора, а β_i и γ_i можно определить из геометрических рассмотрений:

$$\beta_i = 4 [\arcsin l_2/(2R_{\text{ом}}) - \arcsin l_2/(2R_{\text{ом}}^{\text{макс}})]; \quad (3.15)$$

$$\gamma_i = 2 [\arcsin l_2/(2R_{\text{ом}}) - 2 \arcsin l_2/(2R_{\text{фм}})], \quad (3.16)$$

где $R_{\text{ом}}^{\text{макс}}$ — радиус поворота в магнитном поле селективируемых ионов с максимальной энергией (в пределах энергетического разрешения), а $R_{\text{фм}}$ — радиус поворота ионов фонового вида.

Оценку фактора разделения можно выполнить, вычисляя отношение той части площади треугольника распределения селективируемых ионов Φ_i , которая попадает в окно детектора ДЭ (на рис. 43, б заштрихована), к части площади треугольника Φ_Φ (ионов фонового вида), также попадающей в окно детектора. Если $0,5 a_\Phi < b_\Phi - 0,5 D$, то происходит полное разделение потоков и $K_\Phi = \infty$. Если $b_\Phi - 0,5 < 0,5 a_\Phi < b_\Phi + 0,5 D$ и плотности потоков селективируемых и фоновых ионов равны ($\Phi_i = \Phi_\Phi$), то

$$\text{при } a_i \leq D \quad K_\Phi = 2a_i a_\Phi (a_\Phi - 2b_\Phi + D)^2; \quad (3.17)$$

$$\text{при } a_i > D \quad K_\Phi = 2Da_\Phi (2a_i - D)/[a_i (a_\Phi - 2b_\Phi + D)]^2. \quad (3.18)$$

Если $0,5 a_\Phi > b_\Phi + 0,5 D$ и $a_i > D$, то

$$K_\Phi = a_\Phi (2a_i - D)/[2a_i (a_\Phi - 2b_\Phi)]. \quad (3.19)$$

Например, для упомянутого выше прибора [90] фактор разделения ионов H^+ и ионов He^+ и He^{++} при $E = 4$ кэВ близок к ∞ , при регистрации ионов He^{++} и $E = 16$ кэВ $K_\Phi = 14,0$ для ионов H^+ и He^+ , а при регистрации ионов He^+ при $E = 8$ кэВ $K_\Phi = \infty$ для H^+ и $K_\Phi = 4,0$ для He^{++} .

Однако такие расчеты дают результаты, нередко существенно отличающиеся от реальных параметров. Действие электростатического и магнитного анализаторов в таком приборе нельзя рассматривать независимо, так как траектория частицы на любом участке зависит от всего предшествующего ее движения в селекторах. Поэтому приходится использовать математическое моделирование таких блоков детектирования [57].

Математическая модель блока включает все основные узлы реальных приборов: коллиматор, электростатический анализатор, ускоряющий (тормозящий) промежуток, магнит, сетки (диафрагмы) и детектор. Электрические рассеянные поля не

учитываются, а рассеянное поле магнита аппроксимируют линейной функцией. Для определения характеристик прибора используют методы, сходные с описанными на с. 125. Для упрощения расчетов при вычислении траектории движения частиц в приборе, схема которого приведена на рис. 43, а, выделяют шесть участков траектории:

1) область равномерного и прямолинейного движения, где нет полей (внутри коллиматора и в той части дрейфовой трубки, где отсутствует магнитное поле);

2) область действия продольного электрического поля (между коллиматором и анализатором ЭА, между этим анализатором и сеткой C_1 , между дрейфовой трубкой и второй сеткой C_2 , между сеткой C_2 и детектором);

3) область электростатического анализатора;

4) область однородного магнитного поля;

5) области линейно спадающего и нарастающего магнитного поля (рассеянные поля);

6) область скрещенных электрического и магнитного полей между сеткой C_1 и дрейфовой трубкой.

Каждому из перечисленных участков соответствует свой блок программы, описывающий движение частиц на этом участке траектории. Некоторые результаты таких расчетов показаны на рис. 45. Анализ функций пропускания электростатического анализатора (см. рис. 45, а), магнитного селектора (см. рис. 45, б) и прибора в целом (см. рис. 45, в) подтверждает положение о том, что результирующие характеристики прибора невозможно определить простым наложением характеристик отдельных его составных частей.

В устройствах с последовательной селекцией ионов электростатическим и магнитным анализаторами используют не только цилиндрические отклоняющие устройства. Так, в приборе с параллельной регистрацией ионов нескольких видов перед магнитным анализатором располагали двойной цилиндрический, а также тороидальный электростатический анализаторы, что позволило увеличить геометрический фактор системы и чувствительность блока детектирования (для прибора с двойным цилиндрическим анализатором, например, при $E/z=10$ кэВ геометрический фактор равен $5 \cdot 10^{-3}$ см²·ср·кэВ) [92]. Хотя тороидальный анализатор из-за большой площади входного окна и позволяет значительно увеличить чувствительность прибора, на его выходе получается расходящийся пучок и необходимо корректировать траектории частиц до их попадания в магнитное поле ионными линзами.

Описаны также системы с отклоняющим электростатическим анализатором, пластины которого представляют собой часть сферических поверхностей [97]. Авторы указывают, что по сравнению с отклоняющей цилиндрической системой разрешение по энергии улучшается в $2/(2-a_e/R_e)$ раз, где a_e — радиус кривиз-

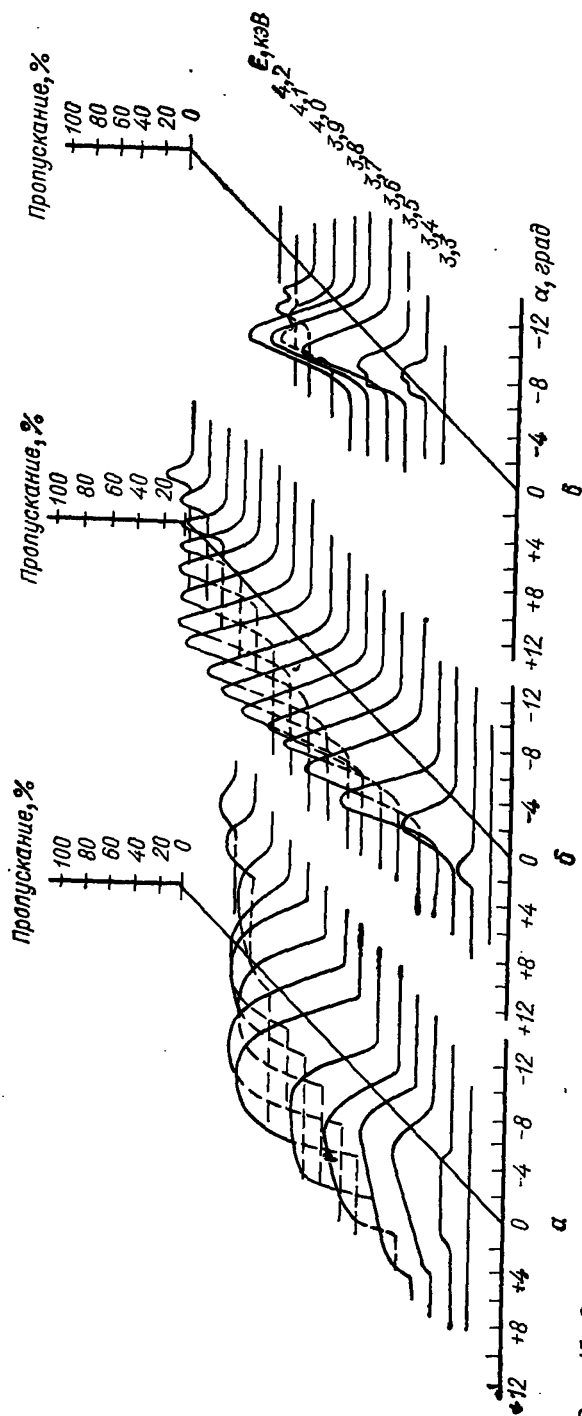


Рис. 45. Энерго-угловые функции пропускания электростатического (а) магнитного анализатора (б) и системы с пропусканием частиц последовательно через анализаторы обоих типов (в)

ны в радиальной; а R_e — в аксиальной плоскости; кроме того, возрастает и чувствительность прибора к ионам (светосила).

Использование селекторов со скрещенными электростатическим и магнитным полями. В селекторе с постоянным магнитом можно менять радиус поворота частиц R одной энергии, если совмещать с магнитным электростатическое поле, создаваемое плоским или цилиндрическим конденсатором (векторы начальной скорости частиц v , напряженности электростатического поля $\mathcal{E}$ и магнитной индукции B должны быть взаимно перпендикулярными); можно также сохранять неизменным радиус R для частиц разной энергии E . Из рассмотрения движения заряженных частиц в таких скрещенных полях, приведенного на с. 111, следует, что если радиус поворота частиц с энергией E_0 в магнитном поле B сохранить и для частиц с энергией E , то необходимо дополнительное электрическое поле с напряженностью $\mathcal{E} = B\sqrt{2/m} (E/\sqrt{E_0} - \sqrt{E})$. При $E > E_0$ электростатическое поле должно действовать в том же, а при $E < E_0$ в противоположном направлении относительно действия магнитного поля на частицы. Следовательно, изменение электростатического поля эквивалентно изменению поля магнита и устройство ведет себя как магнит с регулировкой значения B .

Поскольку для селекции заряженных частиц по виду (заряду, массе) необходимо пропускать их через два анализатора, различающихся по принципу работы, совместно с таким устройством с квазипеременным магнитным полем приходится использовать и электростатический анализатор. Устройство со скрещенными электростатическим и магнитным полями выделяет частицы, движущиеся вблизи одной равновесной траектории с радиусом R_0 ; рассматриваемые системы содержат один детектирующий элемент, поэтому измерение плотности потока частиц разного вида и энергии возможно только последовательно.

Частным случаем анализатора со скрещенными полями $\mathcal{E}$ и B , выделяющим частицы, двигающиеся с определенной скоростью v , является фильтр Вина (см. с. 112). Такой анализатор использовали в некоторых энергетических спектрометрах для экспериментальных исследований (см. например, [51, 98, 99]). На рис. 46 приведена упрощенная структурная схема блока детектирования такого спектрометра, содержащая фильтр Вина (постоянный магнит с расположенными в его внутреннем пространстве плоскими отклоняющими пластинами), электростатический цилиндрический анализатор и каналовый умножитель.

В идеальном случае фильтр Вина пропускает только частицы, скорость которых $v = \sqrt{2E/m}$ численно равна отношению $\mathcal{E}/B = U_{пл}/(DB)$, где $U_{пл}$ — напряжение между пластинами, а D — расстояние между ними. Электростатический анализатор отбирает из ионов, прошедших через фильтр, частицы с заданным отношением $E/q = U_{э.а.}/(2d_{э.а.})$, где $U_{э.а.}$ — напряжение

между пластинами этого анализатора; $d_{a,a}$ — расстояние между пластинами и $R_{a,a}$ — средний радиус цилиндрического конденсатора. Подставив выражение для энергии E в формулу $v = \sqrt{2E/m}$, получим

$$m/q = (U_{a,a}/U_{пл}^2) (R_{a,a} D^2 B^2/d) = K U_{a,a}/U_{пл}^2, \quad (3.20)$$

где K — коэффициент, связывающий параметр отбора m/q с неизменными характеристиками системы: B , $R_{a,a}$, D и d .

При измерении энергетического распределения ионов определенного вида для изменения энергии отбираемых частиц E пропорционально ему должно меняться напряжение $U_{a,a}$. Одно-

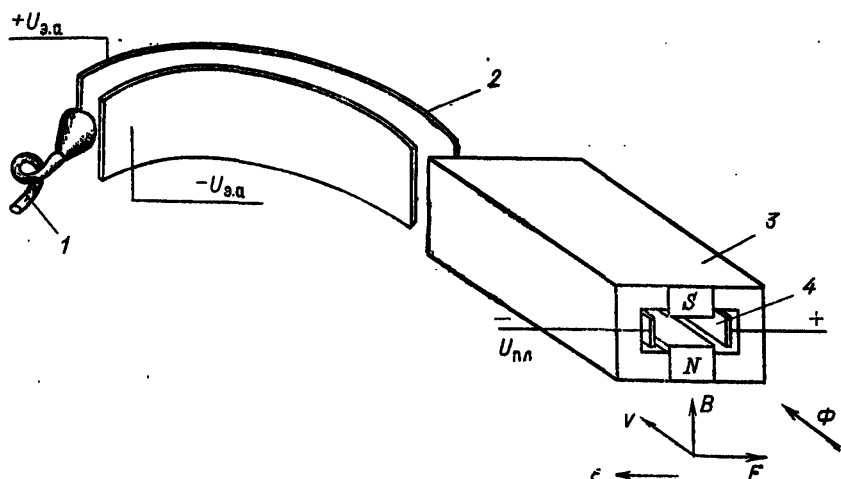


Рис. 46. Система с комбинацией фильтра Вина и электростатического цилиндрического анализатора:

1 — КЭУ; 2 — электростатический цилиндрический анализатор; 3 — постоянный магнит; 4 — плоские отклоняющие пластины

временно меняется и напряжение между пластинами фильтра Вина

$$U_{пл} = \sqrt{m/q} K^{-0,5} \sqrt{U_{a,a}}. \quad (3.21)$$

При отборе частиц другого вида (с другим отношением m/q) соотношение между величинами $U_{пл}$ и $\sqrt{U_{a,a}}$ изменяется.

Реально из-за конечного расстояния между пластинами через фильтр Вина проходят не только частицы со скоростью v , но и со скоростью в пределах от $v - \Delta v$ до $v + \Delta v$. Значение $\Delta v = \delta_v v$ зависит от параметров фильтра (см. с. 112). Допустимому относительному отклонению скорости от номинального значения соответствуют возможные отклонения от расчетных значений энергии E и массы m :

$$\Delta v/v = 0,5(\Delta E/E - \Delta m/m). \quad (3.22)$$

Изменение массы ионов возможно только в пределах целых значений (дискретно), поэтому при отборе ионов с массой A и энергией $E \pm \Delta E$ возможно также пропускание через фильтр Вина частиц с массой $A+1$ и энергией $E' \pm \Delta E'$; $A+2$ и $E'' \pm \Delta E''$; $A-1$ и $E''' \pm \Delta E'''$ и т. п. Энергетический отбор частиц производит следующий за фильтром Вина электростатический анализатор; он должен быть рассчитан так, чтобы не пропускать фоновые частицы, т. е. с массой $A+1$ и энергией $E' \pm \Delta E'$; $A-1$ и $E'' \pm \Delta E''$ и т. п. Тем самым будет обеспечена отстройка от фоновых ионов.

В зависимости от исследовательской задачи и состава потоков требования к разрешающей способности по энергии фильтра Вина и электростатического анализатора различны. Значительное снижение отношения $\Delta E/E$ приведет только к уменьшению чувствительности аппаратуры и трудностям при настройке (сопряжении величин $U_{з.а}$ и $U_{пл}$). Так, например, для отдельного измерения энергетического распределения ионов H^+ , He^+ и He^{++} в солнечном ветре разрешение δ_v фильтра Вина не должно быть высоким и можно использовать фильтр малой длины L . Однако для разделения ионов Fe_{56}^{+10} , Fe_{56}^{+10} и Fe_{56}^{+11} между собой необходимы анализаторы с хорошим разрешением по энергии. Так, в одном из описанных приборов [98] использовали фильтр Вина с $D=4$ мм, $L=80$ мм, магнитной индукцией в зазоре 0,27 Т, диаметром входной и выходной диафрагм 2 мм. Как указывают авторы, для разделения ионов Fe между собой необходимо разрешение фильтра 0,05—0,055; оно достигается в интервале скоростей лишь от 100 до 500—540 км/с, тогда как для других ионов диапазоны скоростей составляют 100—900 км/с. Высокое энергетическое разрешение необходимо и для разделения, например, ионов $^{16}O^{+6}$, $^{16}O^{+7}$ и $^4He^+$.

Аналитический расчет характеристик такой системы может быть весьма приближенным. На траекторию частицы в фильтре Вина влияет не только ее вид и энергия, но и угол начальной скорости относительно плоскости пластин, а также координаты попадания частицы во входное окно. От этих параметров зависит положение точки вылета иона из фильтра и угол между траекторией иона и равновесной траекторией. Эти характеристики одновременно с энергией частицы и ее зарядом в свою очередь влияют на путь иона в электростатическом анализаторе. Поэтому характеристики системы в целом существенно отличаются от тех, которые могут быть получены при отдельном анализе пропускания ионов фильтром Вина и электростатическим анализатором. Как и для устройств, рассмотренных в начале настоящего раздела, единственный реальный метод расчета энерго-видо-угловых характеристик — моделирование блока детектирования на ЭВМ.

По сравнению с устройствами, основанными на ускорении или замедлении частиц перед их поступлением в поле постоян-

ного магнита и движении частиц в этом поле по радиусу, не зависящему от их начальной энергии, системы с фильтром Вина имеют некоторые преимущества. Во-первых, в таких спектрометрах можно ограничиться применением магнитных систем намного меньшего объема и массы, чем в анализаторах с торможением или ускорением частиц. Так, в уже описанном спектрометре [51] масса магнита составила всего 0,2 кг. Кроме того, на отклоняющие пластины фильтра Вина подают напряжение, много меньше чем E/q , тогда как в системах с тормозящим полем — близкое к E/q . Наконец, электрическая изоляция пластин в фильтре — существенно более простая задача, чем изоляция всей магнитной системы значительной массы. Однако таким устройствам свойственны и некоторые недостатки. Прямолинейное движение частиц в фильтре Вина увеличивает долю квантов видимого и ультрафиолетового излучений Солнца, попадающих на детектирующий элемент. Разрешающая способность фильтра Вина по энергии, как уже отмечалось в § 2.4, значительно меняется при изменении энергий селективируемых частиц E и при переходе в отборе от частиц одного вида к частицам другого вида, что создает дополнительные затруднения при обработке данных.

Основные трудности при практической реализации спектрометра с фильтром Вина и электростатическим анализатором сходны с перечисленными выше трудностями в создании систем с ускоряющим или замедляющим потенциалом, подаваемым на постоянный магнит, и электростатическим анализатором. Неидеальность конфигурации устройств, задающих электрические поля, рассеянные поля, неоднородность магнитных свойств полюсов, приводящая к неравномерности магнитного поля, и других факторов приводят к тому, что реальные характеристики блока детектирования могут значительно отличаться от расчетных. Но основная проблема — это необходимость тщательного сопряжения величин $U_{в.а}$ и $U_{пл}$ для всех значений энергий E и при разных параметрах частиц m и q и обеспечение стабильности этих напряжений во времени. Поскольку в фильтре Вина связь напряжений $U_{в.а}$ и $U_{пл}$ нелинейная, нельзя использовать часть одного из напряжений питания для питания пластин другого анализатора. Приходится поддерживать постоянным связь величин на выходе линейного и параболического цифроаналоговых преобразователей, причем при хорошем энергетическом разрешении изменение соотношения $U_{в.а}$ и $U_{пл}$ даже на 1% или доли процента может привести к очень большим погрешностям, а при несколько большем расстройстве система становится неработоспособной (частицы, проходящие через фильтр Вина, не смогут пройти через электростатический анализатор).

Вместо фильтра Вина в рассматриваемых системах можно использовать анализатор с цилиндрическими отклоняющими пластинами, размещенными в поле постоянного магнита (см. с. 113). В этом случае пропускаемые частицы двигаются не

по прямой, а по определенному радиусу, что позволяет снизить долю квантов видимого и ультрафиолетового света, попадающего в детектирующий элемент.

Структурная схема блока детектирования энерго-массового спектрометра, основанного на этом принципе и предназначенного для плазменных космических исследований, приведена на рис. 47 [100]. Он состоит из коллиматора *Кл*, двух диафрагм

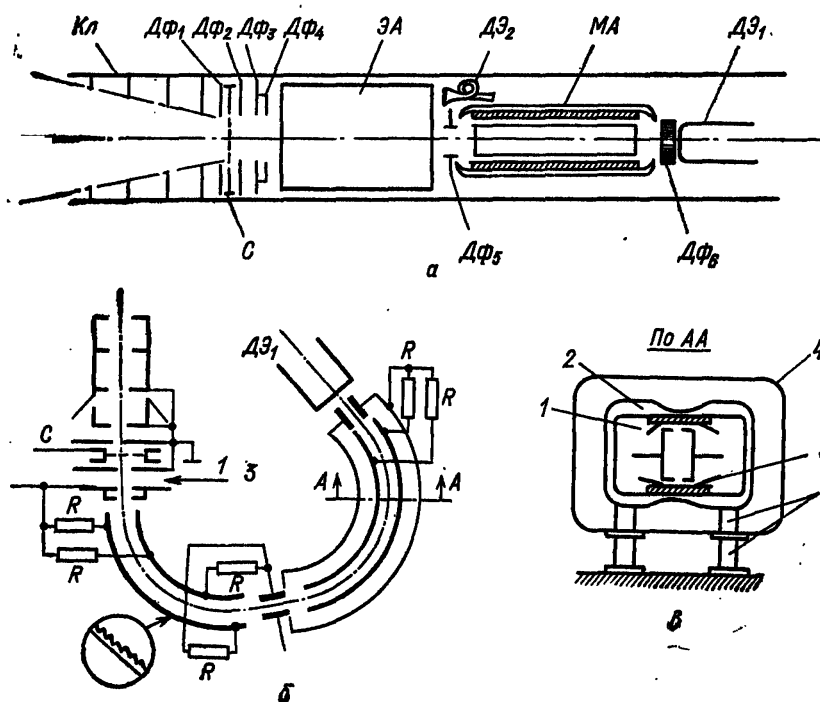


Рис. 47. Система с электростатическим анализатором и анализатором со скрещенными полями E , B :

а — развертка; *б* — структурная схема; *в* — сечение по *АА*; 1 — ярмо; 2 — магнит; 3 — ускоряющий промежуток; 4 — экран из μ -металла; 5 — полюсный наконечник; 6 — изолирующая опора

$ДФ_1$ и $ДФ_2$ с размещенной между ними сеткой *С*, электростатического анализатора *ЭА*, диафрагм $ДФ_3$, $ДФ_4$, вырезающих пучок ионов на входе этого анализатора (шириной 1,5 мм), анализатора со скрещенными электростатическим и магнитным полями *МА*, диафрагмы $ДФ_5$ (шириной 4 мм), формирующей изображение для анализатора *МА*, выходной диафрагмы $ДФ_6$ (шириной 2 мм) и детектирующего элемента *ДЭ*₁ (ВЭУ). Электростатический анализатор с напряжениями на пластинах

$\pm U_{э.а}$ осуществляет поворот частиц на угол $\varphi_{э.а} = 111^\circ$ ($R_0 = 70$ мм, $d = 18,8$ мм). В магнитном анализаторе использован самарий-кобальтовый магнит (SmCo_5), создающий поле с индукцией 0,078 Т (неравномерность поля не более 0,5% на расстоянии до 6 мм от равновесной траектории). Экран из μ -металла снижает индукцию рассеянного поля до уровня 10^{-7} Т на расстоянии 1 м от анализатора. Между полюсными наконечниками магнита размещены пластины отклоняющего устройства, на которые подано напряжение $U_{эм}$. Анализатор МА поворачивает частицы на угол $\varphi_{эм} = 130^\circ$.

Напряжения $U_{э.а}$ и $U_{эм}$ в описанном спектрометре связаны зависимостью

$$U_{эм} = 1,291 U_{э.а} - 24,85 (U_{э.а} z/A)^{0,5}. \quad (3.23)$$

Между границами электростатического анализатора и диафрагмами $D\phi_4$, $D\phi_5$ расстояние составляло 12,5 мм, а между границами анализатора МА и диафрагмами $D\phi_5$, $D\phi_6$ — 10 мм. В анализаторах для снижения пропускания рассеянного види-

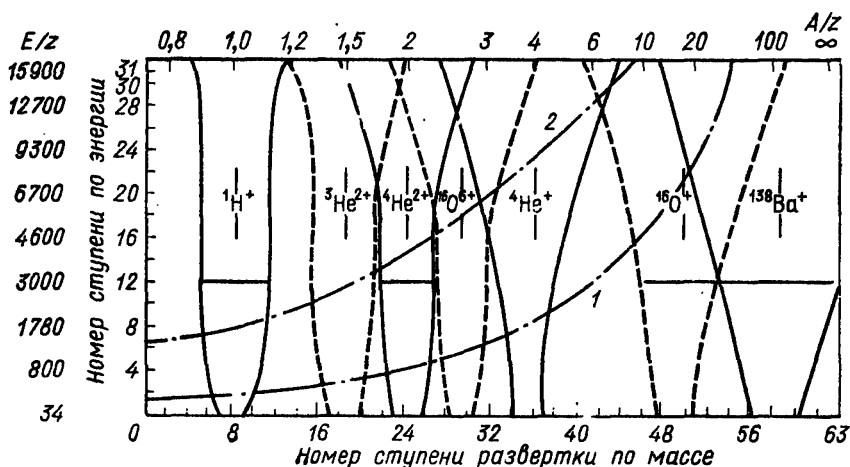


Рис. 48. Диаграмма пропускания частиц разного вида:

1 — скорость солнечного ветра 300 км/с; 2 — 600 км/с

мого и ультрафиолетового излучений использовали пластины с рифленой поверхностью (см. рис. 47, б). Масса блока составила всего 2,9 кг.

Спектрометр был рассчитан на измерение энерго-массового распределения для ионов от $1H^+$ до $138Ba^+$ с разрешением по массам $\Delta A \leq 4$. Энергетический диапазон E/z от 0 до 16,4 кэВ

На единичный заряд был разделен на два поддиапазона: от 0 до 100 эВ и от 0,025 до 16,4 кэВ (во втором случае на сетку С для отсекаания ионов малой энергии подавалось напряжение +25 В). На рис. 48 приведены расчетные данные о положении и ширине линий наиболее представительных ионов, иллюстрирующие возможность такого спектрометра.

Особенность данного прибора — предварительное ускорение ионов до энергии 2,7 кэВ на единичный заряд, что позволило значительно сократить динамический диапазон анализаторов по энергии. Для этого на все элементы анализаторов ЭА и МА подавалось напряжение 2,7 кВ относительно корпуса блока, и пространство между диафрагмами $D\phi_2$ и $D\phi_3$ играло роль ускоряющего промежутка.

В спектрометре предусматривалась возможность измерения энергетического распределения наряду с энерго-массовыми измерениями. Для этого высоту пластин анализатора ЭА выбирали большей, чем анализатора МА, и на выходе электростатического селектора размещали дополнительный детектирующий элемент ДЭ₂ (канальный электронный множитель).

§ 3.5. Угловые спектрометры

Угловые распределения частиц малой энергии в какой-либо плоскости могут быть непосредственно измерены спектрометром, содержащим n идентичных узлов детектирования с углом зрения $\Delta\alpha$ и осями зрения, лежащими в этой плоскости и составляющими с некоторой базовой линией углы α_i , где номер узла детектирования (канала) $i=0, \dots, n-1$. Желательно, чтобы углы α и $\Delta\alpha$ были близки между собой и соответствовали требуемому угловому разрешению.

В качестве узлов детектирования используют любые устройства, рассмотренные в предыдущих разделах, но имеющие относительно небольшой угол зрения (несколько градусов). Чаще всего исследования угловых распределений сопровождаются измерениями энергетических спектров, т.е. определяют двумерное энерго-угловое распределение частиц. Для этой цели предпочтительны устройства с электростатическими цилиндрическими анализаторами (см., например, [73, 101, 102]).

На рис. 49,а приведен в качестве примера блок детектирования одного из таких спектрометров [102]. Для удобства построения узлы детектирования (электростатический анализатор, КЭУ и другие элементы) конструктивно выполнены едиными (в виде модуля) в цилиндрическом пенопластовом корпусе (см. рис. 49,б). Чтобы такие узлы можно было собрать в блок, задавая нужный угол между осями зрения соседних устройств, в корпусе по радиусу, близкому к внешнему радиусу цилиндра, сделаны отверстия под стяжные шпильки с углом α между осями.

Хотя такой спектрометр позволяет измерять угловые распределения частиц за меньшее время, он обладает существенными недостатками. Во-первых, при значительном числе каналов габариты блока детектирования и его масса становятся очень большими, что нежелательно для аппаратуры космических исследований. Во-вторых, чувствительность детекторов (КЭУ) в разных каналах может значительно различаться (как сразу после изготовления прибора, так и со временем), что приводит к погрешностям в измерении угловых распределе-

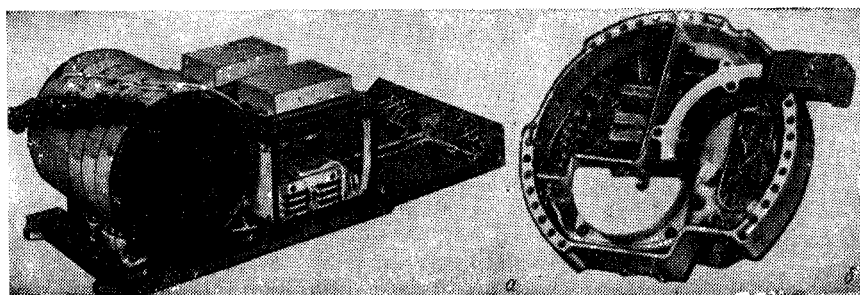


Рис. 49. Угловой спектрометр с несколькими автономными каналами:
 а — общий вид; б — узел детектирования блока детектирования

ний. Поэтому во многих случаях используют спектрометры, основанные на одном детектирующем элементе, хотя при этом для измерений и требуется время, в n раз большее, чем при многоканальных спектрометрах.

Как уже отмечалось в § 2.5, угловое распределение частиц в потоке можно определить при механическом перемещении (повороте) блока детектирования так, чтобы направление оси зрения после завершения очередного измерения менялось в заданной плоскости на угол α . Весь спектр в диапазоне углов от $\varphi_{\min}$ до $\varphi_{\max}$ можно получить в результате n таких измерений, где $n = (\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) / \alpha$. Если измеряется энерго-угловое распределение, то в каждом положении блока детектирования должны быть определены энергетические спектры частиц в диапазоне энергий от $E_{\min}$ до $E_{\max}$.

Практическое выполнение таких устройств осложняется отмеченными в § 3.1 трудностями механического перемещения в вакууме блоков аппаратуры, особенно если эти блоки (как в данном случае) имеют большую массу, поэтому представляют значительный интерес системы с электрическим изменением (сканированием) оси зрения блока детектирования.

Одно из направлений построения таких устройств — использование нескольких электростатических анализаторов, имеющих различную направленность оси зрения (например, с

различными углами поворота частиц ϕ_0 , отсчитываемыми от плоскости размещения детекторов), и отдельные цепи питания пластин по одной или обоим полярностям. Анализаторы фокусируют частицы, проходящие вблизи равновесных траекторий, на общий детектирующий элемент. Если напряжения поданы на пластины одного анализатора, а остальные выключены и не пропускают частицы, то измеряется только поток частиц, прошедший через этот анализатор и совпадающий по направлению с осью зрения выбранного анализатора. Для измерения углового распределения во всем интервале углов необходимо поочередно включать каждый из электростатических анализаторов при обесточенных остальных устройствах.

Аналогично выполняют системы, состоящие из нескольких анализаторов с различной направленностью осей зрения, работающих на общий детектирующий элемент, и сеток, размещенных перед каждым анализатором. На эти сетки подают напряжение U_T , превышающее значение $E_{\max}/q$ и препятствующее попаданию частиц в анализатор. Если поочередно снимать с сеток напряжение U_T , то частицы будут проходить сначала через первый, затем через второй анализаторы и т.д. Такие устройства особенно удобны при небольших энергиях частиц $E_{\max}$, когда можно ограничиться малыми напряжениями U_T .

Другой способ построения спектрометров с электрическим сканированием угла зрения — использование дополнительных горизонтальных отклоняющих пластин перед детектором или анализатором. В зависимости от напряжения $U_{от}$, поданного на эти пластины, и его полярности траектории частиц будут меняться и изменится направление оси зрения блока детектирования. Напряжение $U_{от}$, необходимое для отклонения частиц на определенный угол ϕ , зависит от энергии частиц E и ее заряда q , т.е. от отношения E/q . Поэтому такие устройства приемлемы в системах, измеряющих энерго-угловые распределения; в них напряжение $U_{от}$ для поворота оси зрения на данный угол ϕ должно меняться пропорционально параметру E/q селектируемых частиц, т.е. пропорционально напряжению на пластинах электростатического анализатора $U_{э.а.}$, а отношение $U_{от}/U_{э.а.}$ должно задаваться различным для углов ϕ . Поскольку аналитический расчет траекторий в таких системах затруднен, для вычисления зависимости $U_{от}/U_{э.а.} = f(\phi)$ лучше всего использовать моделирование блока детектирования на ЭВМ. При этом определяют и зависимость угла зрения $\Delta\alpha$ от угла отклонения оси зрения ϕ , поскольку угловые характеристики системы в целом могут значительно различаться от таких характеристик электростатического анализатора.

По-видимому, одним из перспективных направлений в построении угловых спектрометров с единым детектирующим элементом является применение микроканальных пластин в сочетании с несколькими электростатическими анализаторами,

имеющими различную направленность оси зрения. Используя устройства вычисления координат попадания частиц в коллектор (см. с. 165), можно осуществить раздельную регистрацию плотностей потоков частиц, прошедших через каждый электростатический анализатор (т.е. имеющих различную направленность относительно некоторой базовой линии). Такие системы сочетают достоинства систем с параллельным измерением потока частиц в нескольких каналах с обеспечением неизменности чувствительности во всех каналах или по крайней мере идентичности ее относительно изменения, что характерно для одноканальных устройств.

СПЕКТРОМЕТРЫ ПРОНИКАЮЩИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 4.1. Детектирующие элементы и их основные параметры

При построении спектрометров заряженных частиц, предназначенных для проведения экспериментальных исследований в космическом пространстве, обычно используют полупроводниковые кремниевые детекторы и сцинтилляционные счетчики. Однако на выбор того или иного элемента помимо спектрометрической задачи существенно влияют и условия, в которых должна эксплуатироваться аппаратура. Элементы детектирования должны удовлетворять следующим специфическим эксплуатационным требованиям: они должны иметь высокую механическую прочность, быть работоспособными в глубоком вакууме и в широком диапазоне изменения температуры, быть устойчивыми к воздействию потоков радиации высокой плотности и при этом иметь минимальные габаритные размеры, массу и энергопотребление. Нередко эксплуатационные требования оказываются определяющими и экспериментаторы вынуждены применять ДЭ, обладающие определенными эксплуатационными показателями, нередко достигаемыми ухудшением спектрометрических показателей.

Полупроводниковые элементы детектирования. В последние годы кремниевые полупроводниковые детектирующие элементы получили наиболее широкое распространение в спектрометрах заряженных частиц благодаря:

а) высокой точности преобразования энергия — заряд и инвариантности коэффициента преобразования для частиц различных видов в практически неограниченном диапазоне энергий, а также при вариации в широких пределах параметров окружающей среды (температуры и давления);

б) высокому энергетическому разрешению;

в) очень тонкому входному окну, что особенно важно при измерении потоков многозарядных тяжелых частиц низкой энергии;

г) возможности вариации в широких пределах толщины чувствительного объема и получения детекторов пролетного типа;

д) простоте конструкции и легкости компоновки телескопов, состоящих из двух и более элементов (малые габаритные раз-

меры облегчают экранирование телескопа активной или пассивной защитой);

е) относительно низкому напряжению питания, к которому не предъявляются высокие требования по стабильности выходного напряжения.

Инвариантность энергии образования пары носителей $\bar{\epsilon}$ — уникальное свойство полупроводниковых ДЭ. Исследования показали, что при изменении линейных потерь энергии детектируемых частиц от минимума [~ 2 МэВ/(г·см²)] до значений, характерных для многозарядных тяжелых заряженных частиц, относительное изменение $\Delta\bar{\epsilon}/\bar{\epsilon}$ не превышает 1,5% [103]. Это упрощает проектирование и эксплуатацию аппаратуры. На стадии проектирования и отладки детектора значительно уменьшается объем градуировочных работ на пучках частиц, а во многих случаях от них можно отказаться, так как наладка аппаратуры с помощью генератора электрических сигналов (инжекцией градуировочных импульсов заряда на вход головной зарядочувствительной секции) обеспечивает высокую точность энергетической градуировки. Значительно облегчается и проверка энергетической шкалы в полете, которую также можно проводить с помощью генератора импульсов, амплитуда которых стабильна с требуемой точностью. Наконец, применение полупроводниковых ДЭ обеспечивает наиболее высокое видовое разрешение в массо-зарядовых спектрометрах, так как при неизменном коэффициенте преобразования энергия — заряд упрощается устройство вычисления параметра идентификации и повышается точность вычисления.

Энергетическое разрешение полупроводниковых ДЭ в соответствии с формулой (2.73) для $\lambda=0$ имеет две составляющие: флуктуационную, выражаемую коэффициентом перед выражением в квадратных скобках, и шумовую — второе слагаемое в скобках. Соотношение обеих зависит от значений слагаемых. Если $\sigma_{Eш}^2 / \Delta E \bar{\epsilon} \mathcal{F} \ll 1$, разрешение практически полностью определяется флуктуационной составляющей $\sigma_E / \Delta E = (\bar{\epsilon} \mathcal{F} / \Delta E)^{1/2}$; при $\sigma_{Eш}^2 / \Delta E \bar{\epsilon} \mathcal{F} \gg 1$ разрешение определяется шумом $\sigma_E / \Delta E = \sigma_{Eш} / \Delta E$. Параметр $\sigma_{Eш}$ — средний квадратический шум — зависит от большого числа факторов конструктивно-технических (параметров исходного материала, технологии изготовления, конструкции) и эксплуатационных (температуры окружающей среды, режима и др.), подробно рассмотренных в работах [23, 28]. Для ДЭ хорошего качества можно принять $\sigma_{Eш} \approx 5$ кэВ при температуре окружающей среды 20°С. Этому значению $\sigma_{Eш}$ соответствует граничное значение энергии $\Delta E = \sigma_{Eш}^2 / \bar{\epsilon} \mathcal{F} \approx 70$ МэВ, ниже которого разрешение определяется шумом. Поскольку толщина полупроводниковых ДЭ редко превышает 1 см, потери энергии $E > 70$ МэВ возможны лишь при

детектировании тяжелых многозарядных частиц и в большинстве случаев можно считать, что разрешение зависит только от шума. Отметим, что шумовая составляющая ДЭ подвержена влиянию температуры окружающей среды — возрастает с повышением температуры. Скорость изменения $\sigma_{\text{Эш}}$ зависит от вида ДЭ и их конструктивно-технологических особенностей. В диапазоне изменения температуры от -30 до $+50^\circ\text{C}$, наиболее характерном для приборов, устанавливаемых снаружи космического аппарата, температурный коэффициент изменения шума $\Delta\sigma_{\text{Эш}}/(\sigma_{\text{Эш}}\Delta T)$ составляет 5—15% при 10°C .

В определенных условиях ощутимый вклад в шумовую составляющую разрешения может дать и усилитель импульсов, соединенный с выходом ДЭ. Шум, вносимый усилителем, описывают соотношением

$$\sigma_{\text{Эш}}^y = \sigma_0 + \lambda C_d, \quad (4.1)$$

где σ_0 — шум усилителя с отключенной входной цепью, т. е. с нулевой внешней входной емкостью; C_d — емкость детектора и цепи, соединяющей детектор с усилителем, а $\lambda = d\sigma/dC_d$ — наклон зависимости $\sigma_{\text{Эш}}^y = f(C_d)$, которую можно считать примерно линейной, если C_d превышает собственную емкость входной цепи усилителя. Принципы построения усилителей с минимальным уровнем шума в настоящее время разработаны в деталях (см., например, [28]); в общем виде их можно сформулировать следующим образом:

а) головной элемент усилителя должен иметь минимальный ток утечки в цепи входного электрода;

б) для минимизации параметра σ_0 необходимо выбирать головной элемент с минимальной входной емкостью;

в) для минимизации параметра λ необходимо выбирать головной элемент с возможно большей крутизной передаточной характеристики $i_{\text{вых}} = f(u_{\text{вх}})$;

г) цепи формирования сигнала в последующих каскадах усилителя должны быть выбраны с учетом электрических и шумовых параметров ДЭ и головного каскада так, чтобы отношение амплитуды сигнала к параметру $\sigma_{\text{ш}}$ шумового сигнала на выходе усилителя было максимальным.

Наиболее полно перечисленным требованиям удовлетворяют полевые транзисторы. Ток в цепи затвора этих приборов обычно не превышает 10^{-10} А и пренебрежимо мал по сравнению с обратным током ДЭ. Конкретный тип прибора выбирают исходя из значения емкости детектора C_d с учетом того, что транзисторы с большей крутизной имеют и большую входную емкость. При работе с ДЭ, имеющими малую емкость C_d , вклад второго слагаемого в (4.1) незначителен и выгодно применять полевые транзисторы с минимальной входной емкостью, например типа 2П303Г ($C_{\text{вх}} \approx 6$ пФ; $S \approx 5$ мА/В). Типичные значения шумовых параметров при использовании этих транзисторов

равны $\sigma_0 = 0,7$ кэВ; $\lambda = 0,03$ кэВ/пФ и σ_{Σ}^Y ($C_d = 20$ пФ) $\approx 1,3$ кэВ. Если емкость детектора значительна, то необходимо применять полевые транзисторы с большей крутизной или несколько транзисторов с малой крутизной, включенных параллельно. Это позволяет уменьшить наклон характеристики λ до уровня 0,01 кэВ/пФ, хотя σ_0 возрастает примерно в два раза [104]. Применение транзисторов типа 2П903Б с крутизной около 30—50 мА/В дает выигрыш в уровне шума при $C_d \gg 30$ пФ, а при значении $C_d = 300$ пФ этот выигрыш двукратный. Для достижения наилучшего отношения амплитуды сигнала к шуму импульсы в усилителе дифференцируются и дважды интегрируются с постоянными времени, значения которых выбирают от 1 до 3 мкс.

Шум системы детектор — усилитель определяет не только энергетическое разрешение, но и другой важнейший параметр спектрометра — его энергетический порог чувствительности, т. е. минимальную энергию частиц $E_{\min}$, которую способен измерять спектрометр. Количественно энергетический порог определяют соотношением $E_{\min} \approx 6\sigma_{\Sigma}$, при этом частота шумовых импульсов (флуктуационных выбросов), амплитуда которых превышает $E_{\min}$, не превышает 1 имп./с. Для типичного значения $\sigma_{\Sigma} \approx 10$ кэВ получаем $E_{\min} \approx 60$ кэВ. Очевидно, факторы, приводящие к увеличению σ_{Σ} (емкость детектора, температура окружающей среды), вызывают пропорциональное повышение энергетического порога. Существенно, что влиянием толщины окна («мертвого» слоя) на энергетический порог при использовании полупроводниковых ДЭ, как правило, можно пренебречь. Действительно, в окне толщиной $w = 30$ мкг/см² (типичное значение) тормозятся протоны с энергией менее 10 кэВ.

Как уже отмечалось, используя различные технологические методы, можно изготовить полупроводниковые ДЭ с толщиной чувствительного объема от нескольких до 10—20 мкм, что создает широкие возможности при построении телескопов для регистрации проникающих заряженных частиц. Особый интерес представляют так называемые пролетные ДЭ, чувствительный объем которых совпадает с геометрическим объемом элемента, за исключением «мертвых» слоев — пленок золота и алюминия толщиной порядка 10 мкг/см², наносимых напылением в вакууме. Поскольку толщина w и, следовательно, длины отрезков траекторий Δx частиц, пересекающих такие элементы, известны с высокой точностью, можно определить плотность потерь энергии $\Delta E/\Delta x \approx \Delta E/w$, используемую при идентификации частиц в массо-зарядо-энергетических спектрометрах.

В зависимости от параметров исходного материала и требуемой толщины w пролетные ДЭ изготавливают в виде поверхностно-барьерных детекторов или с предварительной компенса-

цией примесей в исходном материале с помощью диффузионно-дрейфовой технологии [105]. Эти методы позволяют получать толщину $w \geq 20$ мкм. В последнее время появились сведения об изготовлении очень тонких ДЭ толщиной 1—5 мкм с использованием эпитаксиальной технологии [106]. Следует отметить, что с уменьшением толщины чувствительного объема w возрастает емкость ДЭ в соответствии с уравнением

$$C_d = kS/4\pi w, \quad (4.2)$$

где k — диэлектрическая постоянная кремния и S — площадь детектора. При $w = 20$ мкм емкость перехода составляет около 500 пФ/см², а при $w = 5$ мкм $C_d/S \approx 2000$ пФ/см². Увеличение емкости C_d , как отмечалось, ведет к росту шумового вклада усилителя, который становится определяющим. Это создает ограничения при работе с тонкими пролетными детекторами.

В СССР выпускают два типа пролетных детекторов: ДКПО- dE/dx с толщиной чувствительной области от 20 до 200 мкм и ДКПО-Д с толщиной от 300 до 2000 мкм. Основные технические данные этих детекторов приведены в табл. 8 [107].

Таблица 8

Параметры детекторов ДКПО- dE/dx и ДКПО-Д

Параметр	Площадь, см ²			
	0,25*	0,50	1,0	2,0
$\sigma_{\text{ЭШ}}$, кэВ** не более	12	12	16	17
w , мкм	для ДКПО- dE/dx	20—200 (5 групп)		
	для ДКПО-Д	300—2000		
Рабочее напряжение, В		10—150		

* Только для детекторов ДКПО- dE/dx .

** Для подгрупп детекторов с минимальным разрешением.

Применение полупроводниковых ДЭ не дает преимуществ, пожалуй, в двух случаях: при измерении очень слабых потоков частиц, когда необходимы детекторы с большой геометрической эффективностью, а также при создании детекторов, имеющих специальную форму, которые используют, например, в качестве активной защиты. Хотя принципиально возможно применение мозаичных детекторов большой площади (такие

детекторы в настоящее время изготавливаются — типа МДКДП с площадью мозаики от 10 до 40 см² [108]), трудности, возникающие в связи с неоднородностью элементов мозаики, увеличением шума, ростом емкости, вынуждают отдать предпочтение сцинтилляционным или газонаполненным детекторам.

Сцинтилляционные элементы детектирования. Принцип действия, компоненты сцинтилляционных ДЭ — сцинтилляторы и ФЭУ — и их параметры описаны во многих работах (например, [24, 109]), и здесь нет необходимости останавливаться на них подробно. Оценим лишь возможности и ограничения этих элементов в связи с построением спектрометров, предназначенных для эксплуатации на космических аппаратах.

Важнейшее преимущество сцинтилляционных ДЭ перед полупроводниковыми — возможность создания больших чувствительных объемов. При использовании неорганических сцинтилляторов NaI(Tl) и CsI(Tl) достаточно просто реализуются объемы до 1000 см³ при толщине ДЭ около 10 см, в которой тормозятся электроны с энергией около 20 МэВ и тяжелые частицы с энергией около 150 МэВ/нуклон. Размеры же органических пластмассовых сцинтилляторов принципиально не ограничены, и можно получить чувствительные объемы практически любых размеров. Другое ценное качество сцинтиллирующих пластмасс — легкость их технологической обработки, что позволяет изготавливать сцинтилляторы сложной конфигурации, например тонкостенные контейнеры, выполняющие функцию активной защиты.

Другое положительное качество сцинтилляционных ДЭ — большой заряд, переносимый выходными импульсами тока. При коэффициенте усиления ФЭУ $M=10^6$ (типичное значение) и генерации катодом одиночного фотоэлектрона, что соответствует энергии ΔE , поглощенной в сцинтилляторе 0,2—2 кэВ (см. табл. 6), средний заряд $\bar{q}$, переносимый выходными импульсами тока, равен $3 \cdot 10^{-13}$ Кл. Это примерно на три порядка выше, чем шумовой параметр $\sigma_{ш}$ усилителей импульсов. Поэтому проблемы построения низкошумящих усилителей при работе со сцинтилляционными ДЭ не существует и измерительные каналы оказываются более помехоустойчивыми, чем в случае применения полупроводниковых ДЭ.

Энергетический порог чувствительности сцинтилляционных ДЭ ограничен двумя факторами: собственным шумом ФЭУ и толщиной светонепроницаемой пленки, защищающей ДЭ от света видимого и ультрафиолетового диапазона. Шум ФЭУ обусловлен главным образом термоэлектронной эмиссией катода ФЭУ. Поток электронов с катода преобразуется в поток шумовых сигналов по выходу ФЭУ. Энергетический эквивалент шумовых сигналов зависит от характера эмиссии электронов катодом, статистики умножения заряда диодной системой ФЭУ и зависимости конверсионной эффективности используе-

мого сцинтиллятора от энергии детектируемых частиц. В лучшем случае, когда шум ФЭУ имеет одноэлектронную природу, т.е. когда фотокатод в каждом акте эмиссии испускает единственный электрон, распределение выходных сигналов по величине переносимого заряда определяется флуктуациями умножения первичного электрона диодной системой (главным образом, флуктуациями вторичной эмиссии на первом диоде). Это распределение с хорошим приближением можно описать уравнением Пуассона:

$$p(k, \bar{k}) = (\bar{k}^k e^{-\bar{k}})/k!, \quad (4.3)$$

где $\bar{k}$ — средний коэффициент вторичной эмиссии на первом диоде; k — его значения в реальных актах взаимодействия. Практический интерес представляют значения $k = k_{\text{пор}}$, выше которых интеграл функции плотности не превышает заданного малого значения, например 0,001. Обозначим $k_{\text{пор}}/\bar{k} = \eta_{\text{пор}}$. Значения $k_{\text{пор}}$ и $\eta_{\text{пор}}$, очевидно, зависят от $\bar{k}$; в частности, $\eta_{\text{пор}}(k=3) = 3,3$ и $\eta_{\text{пор}}(k=10) = 2,1$. Следовательно, если средняя энергия, расходуемая детектируемой частицей вида j на эмиссию одного фотоэлектрона при использовании данного сцинтиллятора, равна ϵ_j , то энергетический порог чувствительности можно определить уравнением $E_{j \text{ пор}} = \eta_{\text{пор}} \epsilon_j$. В § 2.2 отмечалось, что параметр ϵ_j не инвариантен относительно энергии. Используя уравнение (2.70), получим следующее выражение, связывающее заряд выходного импульса сцинтилляционного ДЭ с энергией ΔE , рассеиваемой в сцинтилляторе:

$$q = (\Delta E \cdot K_{Ej}^e) (1 + E_j^*/\Delta E)^{-0,5}. \quad (4.4)$$

Введем переменную $\Delta E^e = q/K_{Ej}^e$, представляющую собой эквивалент сигнала, выраженный в энергии релятивистских электронов, для которых $\epsilon_{0e} = \text{const}(E)$. Тогда, приняв для малых потерь энергий $\Delta E \ll E_j^*$, получим следующее соотношение:

$$\Delta E \approx [E_j^* (\Delta E^e)^2]^{1/2}, \quad (4.5)$$

связывающее энергию ΔE , теряемую в сцинтилляторе частицами вида j , и энергию ΔE^e , рассеиваемую релятивистскими электронами, при которых заряд q , переносимый выходными импульсами, одинаков. Подставив в последнее уравнение $\Delta E^e = \epsilon_{0e}$, получим выражение для энергии $\Delta E = \epsilon_j$, расходуемой на образование частицами вида j в среднем одного фотоэлектрона:

$$\bar{\epsilon}_j = [E_j^* \epsilon_{0e}^2]^{1/2} \quad (4.6)$$

и уравнение для энергетического эквивалента шума

$$E_{j \text{ пор}} = \eta_{\text{пор}}(\bar{k}) (E_j^* \epsilon_{0e}^2)^{1/2}. \quad (4.7)$$

Например, при использовании ДЭ с органическим сцинтиллятором значения шумового порога для электронов и протонов соответственно составляют около 10 и 100 кэВ (при оценке приняты следующие значения констант: $\varepsilon_{0e}=1$ кэВ; $k=3$; $E_e^*=40$ кэВ; $E_p^*=20 \cdot 10^3$ кэВ). Следует отметить, что приведенные соотношения справедливы для пробегных ДЭ, когда детектируемые частицы тормозятся в сцинтилляторе. Возможен и другой случай, когда тонкий сцинтиллятор используется как пролетный ДЭ для детектирования частиц высоких энергий. При этом $E \gg E^*$ (хотя $\Delta E \ll E^*$) и $\varepsilon_j \approx \varepsilon_{0e}$ в соответствии с уравнением (2.58).

Влияние толщины светозащиты на энергетический порог очевидно. Защитная пленка задерживает частицы, пробег которых меньше толщины пленки w . Для снижения этой составляющей порога необходимо применять светозащиту с минимальной толщиной, еще обеспечивающей полное поглощение света. Практически удается получить надежную светозащиту из алюминия, никеля или бериллия толщиной 0,1—0,2 мг/см². В пленках такой толщины тормозятся протоны с энергией менее 60 кэВ и электроны с энергией менее 10 кэВ. В этом отношении сцинтилляционные ДЭ уступают полупроводниковым, при использовании которых можно применять более тонкие защитные пленки (около 30—50 мкг/см²), частично пропускающие свет, а в случаях, когда детектор должен быть ориентирован на неосвещенные участки пространства, ограничиться слоями металла, напыляемыми в качестве контактов на поверхность кристалла, около 10 мкг/см².

Разрешающая способность сцинтилляционных ДЭ в области низких энергий (30—100 кэВ) сравнима с разрешающей способностью полупроводниковых в связи со значительным шумом последних при температурах, близких к нормальной. Однако уже при энергиях, превышающих несколько сот килоэлектрон-вольт, сцинтилляционные ДЭ уступают по этому показателю полупроводниковым. Все же энергетическое разрешение сохраняется на уровне 5—10%, при котором почти всегда обеспечивается адекватность преобразования монотонных энергетических спектров.

К наиболее существенным недостаткам сцинтилляционных ДЭ, ограничивающим их применение в спектрометрической аппаратуре для космических исследований, относятся:

а) значительная нелинейность преобразования энергия — заряд, особенно в области низких энергий, что сильно осложняет энергетическую градуировку приборов и восстановление энергетических спектров частиц по аппаратурным;

б) нестабильность преобразования энергия — заряд, обусловленная изменением коэффициента усиления ФЭУ и конверсионной эффективности сцинтиллятора с изменением темпера-

туры окружающей среды, дрейфом параметров ФЭУ во времени, а также изменением коэффициента усиления ФЭУ при вариациях питающего напряжения (для нейтрализации действия влияющих факторов необходимо введение в аппаратуру системы автоматической стабилизации коэффициента преобразования ДЭ, что существенно усложняет ее);

в) значительные габаритные размеры, низкая механическая прочность, необходимость высокостабильного питающего напряжения 1—2 кВ при токе нагрузки около 0,1 мА и более.

Перечисленные недостатки в меньшей степени свойственны разновидности сцинтилляционных ДЭ, используемых для детектирования заряженных частиц с энергией $E \lesssim 10$ МэВ и представляющих собой комбинацию сцинтиллятора и фотодиода, используемого вместо ФЭУ для преобразования генерируемого сцинтиллятором света в электрический сигнал. Механизм детектирования частиц высокой энергии с помощью таких детектирующих устройств рассмотрен в работах [110, 111]. В качестве фотодиода в них используют кремниевые поверхностно-барьерные детекторы с очень тонким мертвым слоем, прозрачным для фотонов.

Кванты света, генерируемого сцинтиллятором при возбуждении его детектируемой частицей, подаются на поверхность кремниевого детектора и частично отражаются с коэффициентом отражения R , а частично проникают в глубь обедненного слоя, образуя в нем (если хватает энергии) электронно-дырочные пары. При толщине обедненного слоя $w \gtrsim 20$ мкм практически все кванты, пересекающие границу раздела, поглощаются в кремнии, так что конверсионная эффективность кремниевого фотодиода в 5—7 раз выше, чем у ФЭУ. Если частица рассеивает в сцинтилляторе энергию ΔE , то число пар носителей заряда, образованных в обедненном слое кремниевого детектора, можно представить соотношением

$$m = \Delta E \eta_{\text{сц}} \int_{\lambda_{\text{мин}}}^{\lambda_{\text{макс}}} f(\lambda) [1 - R(\lambda)] \eta_{\text{Si}}(\lambda) d\lambda, \quad (4.8)$$

где $\eta_{\text{сц}}$ — конверсионная эффективность сцинтиллятора (число фотонов, генерируемых сцинтиллятором на единицу затраченной энергии); $f(\lambda)$ — распределение фотонов по длинам волн от $\lambda_{\text{мин}}$ до $\lambda_{\text{макс}}$; $R(\lambda)$ — коэффициент отражения как функция длины волны и η_{Si} — конверсионная эффективность Si-детектора (число носителей на фотон) как функция λ . Отношение

$$\eta = m/\Delta E, \quad (4.9)$$

очевидно, представляет собой конверсионную эффективность системы сцинтиллятор — фотодиод. Влияние переменных, входящих в (4.8), оценено в работах [110, 111]. Показано, что квантовая эффективность η_{Si} имеет плоский максимум в диапазоне

длин волн 6000—9000 Å, который значительно смещен от спектров эмиссии всех практически применяемых сцинтилляторов, исключая CsI(Tl), который имеет спектральные пики эмиссии при $\lambda_1 = 5650 \text{ Å}$ и $\lambda_2 = 5960 \text{ Å}$, наиболее близкие к максимуму η_{Si} . Проведенные экспериментальные исследования дали следующие значения конверсионной эффективности, выраженные в числе пар носителей на 1 кэВ энергии для трех сцинтилляторов: 9 для CsI(Tl); 3 для NaI(Tl) и 1 пара для пластмассы NE103.

Более низкий коэффициент преобразования для системы сцинтиллятор — фотодиод, чем для собственно полупроводникового детектора, обуславливает и специфический характер зависимости ее относительного разрешения от энергии. Оно практически не зависит от флуктуаций числа образованных носителей m , а определяется только шумом детектора. Типичному значению шума Si-детектора $\sigma_{\text{ЭШ}} \approx 10 \text{ кэВ}$ соответствует потеря энергии в сцинтилляторе CsI(Tl) $\Delta E = \sigma_{\text{ш}} / \epsilon \eta_{\text{CsI}} \approx 0,3 \text{ МэВ}$. Таким образом, ширина спектральных линий в спектре $\Delta_{1/2} = 2,36 \Delta E_{\text{ш}} \approx 0,7 \text{ МэВ}$ независимо от энергии, рассеиваемой в сцинтилляторе, и, следовательно, относительное разрешение системы $\delta_{1/2} = \Delta_{1/2} / E$ обратно пропорционально энергии, а не корню квадратному от энергии, как обычно. Таким образом, относительное разрешение можно выразить уравнением

$$\delta_{1/2} = \Delta_{1/2}^{\text{Si}} / (\epsilon \eta E), \quad (4.10)$$

где $\Delta_{1/2}^{\text{Si}}$ — ширина шумовой линии используемого кремниевго детектора, выраженная в энергетических единицах; $\epsilon = 3,6 \text{ эВ}$ и η — конверсионная эффективность системы. В работе [111] для кремниевго детектора с собственным шумом $\Delta_{1/2\text{ш}} = 36 \text{ кэВ}$ получены значения относительного энергетического разрешения системы сцинтиллятор — фотодиод 1,96, 7,7 и 19% при использовании сцинтилляторов CsI(Tl), NaI(Tl) и пластмассового типа NE103 соответственно.

При практическом выполнении детектирующей системы сцинтиллятор — фотодиод наиболее сложно добиться макси-

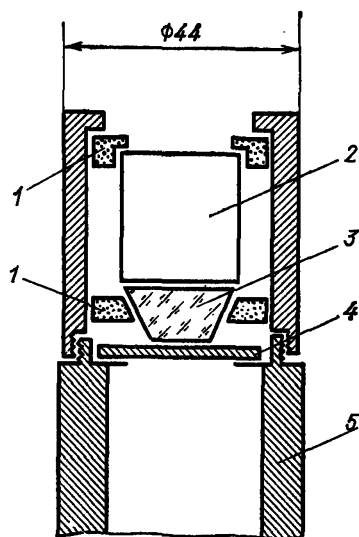


Рис. 50. Сцинтилляционный детектор с кремниевым фотодиодом:

1 — уплотняющая прокладка; 2 — CsI(Tl); 3 — световод; 4 — фотодиод; 5 — держатель фотодиода

мальной светопередачи через границу раздела. В работе [111] эта проблема решена следующим образом. На поверхность детектора наносили тонкий слой эпоксидной смолы, прозрачный для света, и оптический контакт детектора со сцинтиллятором обеспечивали с помощью подходящего компаунда. При этом покрытие из эпоксидной смолы защищает детектор от нежелательного химического воздействия компаунда. Поскольку диаметр Si-фотодиода обычно меньше диаметра сцинтиллятора, для их связи используют конический световод. Схема такой детектирующей системы приведена на рис. 50.

§ 4.2. Особенности построения устройств амплитудного анализа

В спектрометрах проникающих заряженных частиц сигналы, поступающие от элементов детектирования, как правило, подвергаются амплитудному анализу, который при использовании телескопических детекторов сопровождается временным и логическим анализом. Устройства амплитудного анализа выполняют (так же как в обычной спектрометрической аппаратуре), основываясь на двух методах: используя систему интегральных амплитудных дискриминаторов (ИД), уровни дискриминации которых определяют границы амплитудных зон отбора, или применяя преобразование амплитуд импульсов в цифровой код. Структура устройств первого типа более проста, они имеют высокое быстродействие, соизмеримое с длительностью анализируемых импульсов, но не обеспечивают высокой стабильности узких зон отбора, и объем электронного оборудования в них пропорционален числу требуемых ИД. Устройства с амплитудно-цифровым преобразованием обеспечивают задание любого необходимого числа уровней дискриминации при высокой стабильности ширины зон отбора, однако их быстродействие ограничено скоростью АЦП, и объем электронного оборудования в них достаточно велик.

Здесь не рассматривается чисто электронный аспект проблемы построения этих устройств с требуемыми характеристиками. Эти вопросы достаточно подробно описаны в литературе [29]. Наша цель — связать выбор устройства анализа (первого или второго типа) с особенностями решаемой спектрометрической задачи. Этот выбор в первую очередь зависит от ожидаемой формы измеряемого спектра.

Спектры проникающих заряженных частиц в различных районах космического пространства обычно монотонно спадающие, причем характер спада достаточно хорошо описывается степенным одночленом или суммой нескольких одночленов с различными показателями и весовыми коэффициентами. Для простоты рассмотрим спектр простейшего вида, описываемый уравнением CE^γ .

В § 2.1 показано, что такой спектр адекватно преобразуется в аппаратный спектр при использовании анализатора с постоянной относительной шириной канала, удовлетворяющей соотношению (см. табл. 2)

$$\Delta E/E = \sqrt{0,24/[\gamma(\gamma-1)]} = \lambda. \quad (4.11)$$

Например, для $\gamma = -3$ $\lambda \approx 0,15$. Оценим число каналов, необходимых для измерения спектра в некотором диапазоне энергий от $E_{\min}$ до $E_{\max}$. Уровни дискриминации, определяющие границы каналов, начиная с максимального можно представить последовательностью $E_{\max}$, $E_{\max}(1-\lambda)$, $E_{\max}(1-\lambda)^2$, ..., $E_{\max}(1-\lambda)^k = E_{\min}$. Следовательно, число уровней k можно найти из уравнения

$$E_{\max}/E_{\min} = (1-\lambda)^k, \quad (4.12)$$

решив которое относительно k , найдем

$$k = \lg(E_{\min}/E_{\max})/\lg(1-\lambda). \quad (4.13)$$

Если принять $E_{\min}/E_{\max} = 0,1$ и $\lambda = 0,15$, то $k = 14$. Таким образом, для измерения спектра энергий в пределах одного десятичного порядка достаточно 14 дифференциальных дискриминаторов. При меньшем значении показателя γ или допустив несколько большую погрешность представления непрерывного спектра дискретным, можно уменьшить число амплитудных каналов вдвое.

При построении анализирующего устройства в виде системы дискриминаторов особенно просто организовать отбор различных видов взаимодействия частиц с детектирующими элементами телескопа логическим отбором сигналов с выходов различных дискриминаторов. Покажем это на примере спектрометра, структурная схема которого приведена на рис. 51. Блок детектирования спектрометра содержит два пролетных полупроводниковых детектирующих элемента $DЭ_1$ и $DЭ_2$, помещенных в защиту из сцинтиллирующей пластмассы, которая вместе с ФЭУ образует детектирующий элемент $DЭ_3$. Спектрометр измеряет спектр энергий заряженных частиц, падающих в пределах апертурного угла, задаваемого коллиматором K на $DЭ_1$ и тормозящихся в нем. Элементы $DЭ_2$ и $DЭ_3$ служат для выделения случаев пролета частиц через $DЭ_1$ и проникновения частиц через стенки защиты. Импульсы, генерируемые детекторами, после усиления поступают на интегральные дискриминаторы $ID_{11} - ID_{15}$ — с выхода $У_1$, ID_{21} — с выхода $У_2$ и ID_{31} — с выхода $У_3$. Сигналы с выходов дискриминаторов поступают на схему логического отбора, выделяющую их определенные комбинации, соответствующие тем событиям, которые представляют интерес для данного эксперимента (табл. 9).

Знак «+» (плюс) означает, что импульс дискриминатора с соответствующим номером должен присутствовать в комбинации, а «-» (минус), что импульс должен отсутствовать. Нетрудно убедиться, что комбинации $L_1 - L_4$ соответствуют случаям, когда частицы, пройдя через апертурное отверстие, тормозятся в $DЭ_1$ и теряют в нем энергию ΔE , соответствующую

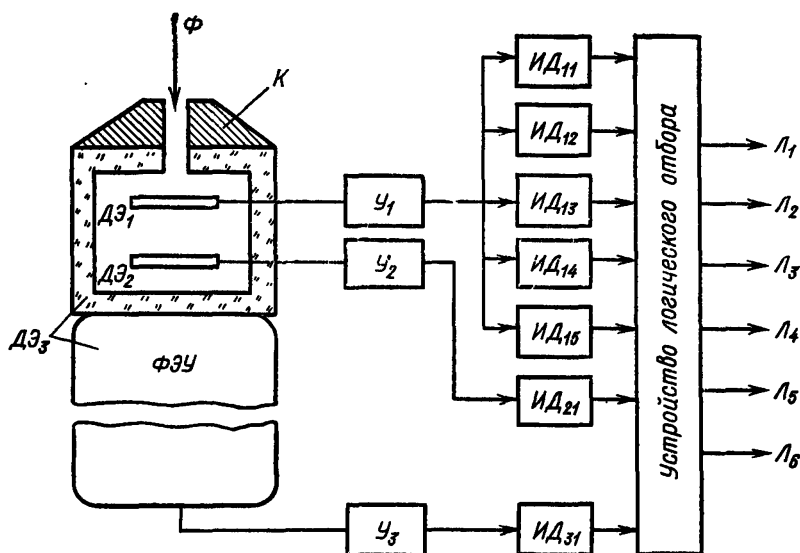


Рис. 51. Структурная схема спектрометра заряженных частиц с амплитудно-логическим анализатором

одной из четырех зон амплитудного отбора, границы которых определяются уровнями дискриминаторов $ИД_{11} - ИД_{15}$. Комбинация L_5 отбирает частицы, прошедшие через апертурное отверстие $DЭ_1$ и тормозящиеся в $DЭ_2$, причем потери энергии в $DЭ_1$ и $DЭ_2$ превышают уровни дискриминации (в энергетических единицах) элементов $ИД_{11}$, $ИД_{21}$. Наконец, комбинация

Таблица 9

Комбинации выходных сигналов дискриминаторов, отбираемых логической схемой

Обозначение логического выхода	Логическая комбинация дискриминаторов							Обозначение логического выхода	Логическая комбинация дискриминаторов						
	11	12	13	14	15	21	31		11	12	13	14	15	21	31
L_1	+	-				-	-	L_4	+			+	-	-	-
L_2	+	+	-			-	-	L_5	+					+	-
L_3	+		+	-		-	-	L_6	+					+	+

L_6 отбирает высокопроникающие частицы, вызывающие срабатывание дискриминаторов ID_{11} , ID_{21} и ID_{31} .

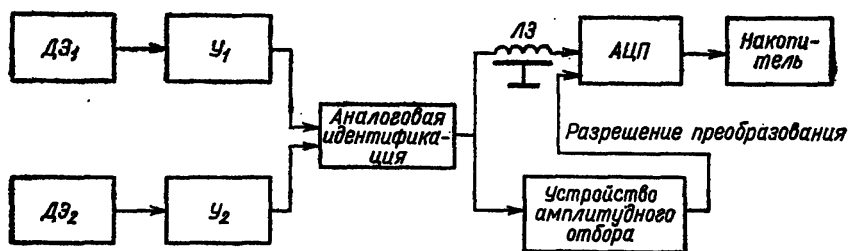
Отметим, что при построении устройства амплитудно-логического отбора необходимо согласовать поступление импульсов от элементов ID_{ij} на соответствующие логические элементы во времени. Это связано с тем, что дискриминаторы ID_{ij} вырабатывают выходные импульсы в моменты пересечения входным сигналом уровней дискриминации, различные для разных дискриминаторов. На практике для согласования используют устройства логического отбора со стробированием. Импульс стробирования вырабатывает или специальный элемент схемы в определенный момент времени, например, при достижении входным сигналом максимума, или дискриминатор нижнего уровня [112]. В последнем случае импульс дискриминатора подходящим образом формируется и задерживается. В табл. 9 приведены случаи, когда сигнал стробирования вырабатывает дискриминатор ID_{11} .

Устройство с цифровым кодированием амплитуды применяют при необходимости измерения спектров, имеющих линейчатую структуру. Это в основном задачи массо-зарядовой спектрометрии. Рассмотрение в § 2.4 показало, что массо-зарядовые спектры в процессе измерения трансформируются в амплитудное распределение сигналов идентификации $p(i)$, получаемых обработкой импульсов, поступающих от детектирующих элементов по определенной идентификационной формуле. Хотя принципиально и в массо-зарядовом спектрометре можно использовать анализатор, состоящий из нескольких дифференциальных дискриминаторов, так, что каждой j -линии спектра соответствует свой дифференциальный дискриминатор, применение анализатора с АЦП имеет то преимущество, что по полученному спектру можно оценить форму линий, степень их перекрытия (что очень важно при больших значениях A и z детектируемых частиц) и учесть эти особенности спектра при его обработке.

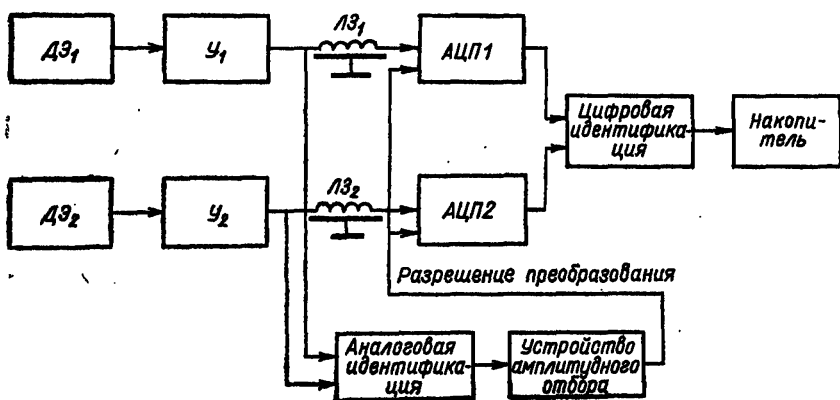
Применение АЦП в массо-зарядовых спектрах возможно в двух вариантах. В первом (рис. 52, а) АЦП используют для кодирования сигналов, поступающих с выхода аналогового идентификатора. При регистрации очередной частицы код на выходе АЦП выбирает адрес накопителя и по этому адресу добавляется единица. Обратим внимание на введенное в схему дополнительное устройство амплитудного отбора, которое содержит один или несколько дифференциальных дискриминаторов, настроенных на спектральные линии, представляющие интерес для анализа. АЦП преобразует очередной сигнал лишь в том случае, если он удовлетворяет поставленным условиям отбора, т. е. его амплитуда попадает в одну из зон дополнительного устройства амплитудного отбора. Тем самым повышается эффективность работы АЦП и снижаются потери на мертвое время, что особенно важно, когда спектрометр рассчитывают

на регистрацию редких частиц на фоне потоков частиц высокой плотности, не представляющих интереса для эксперимента. Недостаток этого варианта состоит в том, что цифровому кодированию предшествует аналоговое вычисление параметра идентификации, точность которого обычно ограничена.

Второй вариант (см. рис. 52, б) лишен этого недостатка. Сигналы с выходов усилителей поступают на соответствующие



а



б

Рис. 52. Структурные схемы массово-зарядовых спектрометров с аналоговым (а) и цифровым (б) идентификаторами

АЦП, вырабатывающие цифровые коды амплитуд обоих импульсов. Параметр идентификации затем вычисляют с помощью цифрового арифметического устройства. Код результата определяет адрес накопителя. Для уменьшения времени, затрачиваемого на кодирование амплитуд, вызванных фоновыми частицами, цифровая ветвь спектрометра дублирована аналоговой, сходной с рассмотренной в первом варианте. Очевидно, введение дополнительного АЦП и цифрового идентификатора значительно усложняет схему спектрометра. Поэтому

применение спектрометра с цифровым вычислением параметра идентификации оправдано, если он входит в состав комплекса, оснащенного процессором для обработки экспериментальных данных в цифровой форме.

§ 4.3. Построение спектрометров заряженных частиц

Различные варианты спектрометров тяжелых заряженных частиц в диапазоне энергий 0,1—200 МэВ можно реализовать при использовании в качестве базового детектора телескопа, сходного с приведенным на рис. 51 и состоящего из трех детектирующих элементов: двух кремниевых пролетных $DЭ_1$ и $DЭ_2$ и одного сцинтилляционного $DЭ_3$, выполняющего функцию активной защиты. Фон электронов с энергией $E_e \approx 0,5$ МэВ исключается с помощью постоянного магнита, который обычно встраивают в коллиматор блока детектирования. Релятивистские электроны, слабо отклоняемые магнитом и пересекающие детектирующие элементы, дискриминируются с помощью электронной схемы. Рассмотрим способы построения различных видов спектрометров с применением такого трехэлементного телескопа и его модификаций.

Спектрометры энергий тяжелых частиц с интегрированием частиц по видам. Такие спектрометры обычно применяют для измерения энергетического спектра протонов, плотность потока которых обычно значительно превышает плотности потоков более тяжелых частиц. Первый элемент телескопа $DЭ_1$ служит для идентификации тяжелых заряженных частиц на фоне релятивистских электронов, причем параметром идентификации в соответствии с уравнением (2.121) является потеря энергии ΔE_1 . Частицы с потерей энергии $\Delta E_1 > E_{\text{пор}} = 2(dE/d\xi)_{\text{мин}}$ идентифицируются как тяжелые, а с $\Delta E_1 < E_{\text{пор}}$ — как электроны (см. § 2.4). Толщину $DЭ_1$ целесообразно выбирать в соответствии с соотношением (2.122); при этом обеспечивается минимальный энергетический порог чувствительности, определяемый шумом детектора

$$E_{\text{пор}} = 12\sigma_E \approx 5\Delta_{1/2,E}. \quad (4.14)$$

При уровне шума $\Delta_{1/2,E} \approx 20$ кэВ $E_{\text{пор}} \approx 100$ кэВ, толщина $DЭ_1$ должна быть равна около 25 мг/см². Верхний предел диапазона энергий частиц, идентифицируемых как протоны, определяется соотношением

$$\overline{dE_p/d\xi} \big|_{E=E_M} = E_{\text{пор}}. \quad (4.15)$$

Из графиков, приведенных на рис. 4 для $E_{\text{пор}} = 0,1$ МэВ, получаем $E \approx 170$ МэВ.

Выбор толщины второго детектирующего элемента в значительной степени произволен. Однако для уменьшения флуктуа-

ций ионизационных потерь ΔE_2 , уменьшения относительного вклада шума и, следовательно, уменьшения относительного энергетического разрешения выгодно использовать $D\mathcal{E}_2$ большей толщины. Например, при толщине $D\mathcal{E}_2$, равной 4 мм ($\xi_2=0,93$ г/см²), параметр κ , определяемый уравнением (2.30), близок к единице, и, следовательно, распределение потерь энергии ΔE_2 сходно по форме с нормальным. При энергии детектируемых частиц $E \gtrsim 27$ МэВ они полностью тормозятся в $D\mathcal{E}_2$, а при большей энергии выходят за пределы $D\mathcal{E}_2$ и теряют часть энергии в защите $D\mathcal{E}_3$. Структурная схема анализатора спектрометра приведена на рис. 53. Потери энергии в $D\mathcal{E}_1$ и

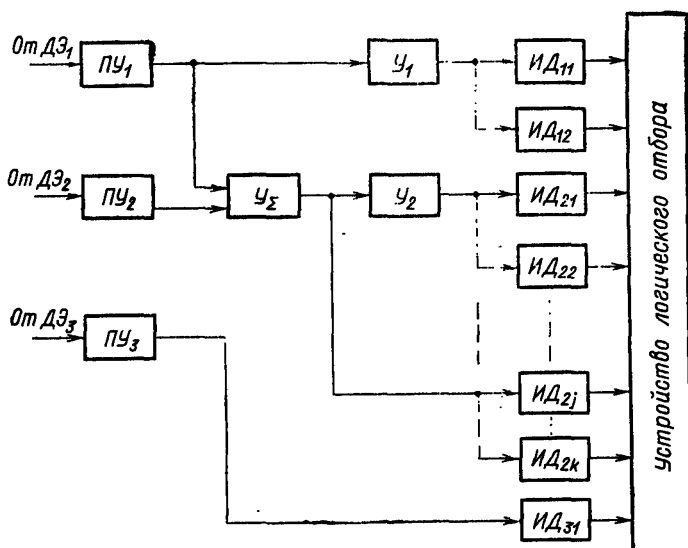


Рис. 53. Структурная схема анализирующего устройства спектрометра тяжелых заряженных частиц

$D\mathcal{E}_2$ суммируются усилителем $У_\Sigma$ и затем анализируются цепочкой дискриминаторов $ИД_{21}, \dots, ИД_{2j}, \dots, ИД_{2k}$. Анализатор выделяет два вида событий. События с логической структурой $ИД_{11}, ИД_{2j}, \overline{ИД}_{2(j+1)}, \overline{ИД}_{31}$ соответствуют регистрации тяжелых частиц с энергией между уровнями E_j и E_{j+1} , а события $ИД_{11}, ИД_{2j}, \overline{ИД}_{2j+1}, ИД_{31}$ — регистрации частиц, вылетающих за пределы $D\mathcal{E}_2$ и теряющих в $D\mathcal{E}_1$ и $D\mathcal{E}_2$ суммарную энергию E_j и E_{j+1} .

Поскольку (при значительной толщине $D\mathcal{E}_2$ диапазон суммарных потерь энергии ΔE_Σ распространяется от 0,1 до ~ 30 МэВ, практически трудно построить системы дискриминаторов с динамическим диапазоном уровней, равным пример-

но 300. Для преодоления этой трудности усилители импульсов выполнены в виде последовательно соединенных элементов предусиления ПУ и оконечных усилителей, причем усиление элемента $У_2$ (в канале суммирования сигналов) — около 20. Импульсы с выходов элементов усиления $У_1$ и $У_2$ поступают соответственно на две группы дискриминаторов: с уровнями от 0,1 до 1,5 и от 1,5 до 30 МэВ. Тем самым диапазон уровней дискриминации в пределах каждой группы снижается до 15—20, что практически легко осуществимо.

Спектрометры с идентификацией вида тяжелых частиц. При проведении экспериментов часто приходится решать задачу избирательного измерения плотностей потоков протонов и α -частиц. Простейший способ ее решения основан на том, что энергия, теряемая α -частицей в пролетном детектирующем элементе при полном торможении, в четыре раза превышает максимальную энергию, теряемую протоном $\Delta E_{p\alpha}^{\max}$. Поэтому введение второго дискриминатора ИД₁₂ в канал ДЭ₁ (как показано на рис. 53, пунктир) с порогом, превышающим $\Delta E_p^{\max}$, дает возможность идентифицировать α -частицы в некотором диапазоне энергий от $E_{\min}$ до $E_{\max}$. Граничные значения диа-

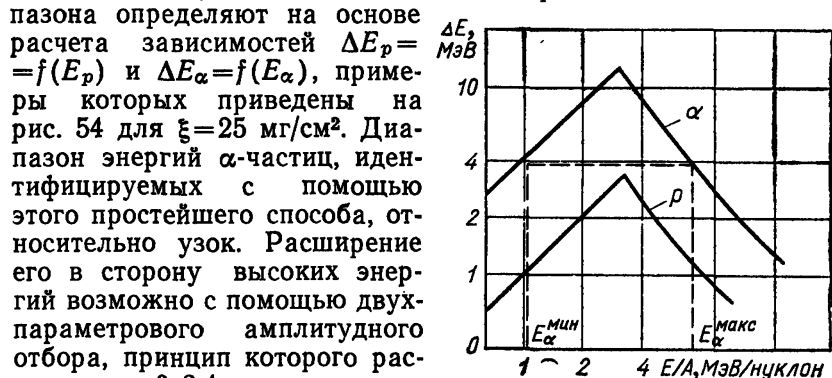


Рис. 54. Потери энергии протонами и α -частицами в детекторе толщиной 25 мг/см²

пазона определяют на основе расчета зависимостей $\Delta E_p = f(E_p)$ и $\Delta E_{\alpha} = f(E_{\alpha})$, примеры которых приведены на рис. 54 для $\xi = 25$ мг/см². Диапазон энергий α -частиц, идентифицируемых с помощью этого простейшего способа, относительно узок. Расширение его в сторону высоких энергий возможно с помощью двухпараметрового амплитудного отбора, принцип которого рассмотрен в § 2.4, а структурная схема анализатора приведена на рис. 19, а. Снижение же нижней границы $E_{\alpha}^{\min}$ требует

уменьшения толщины элемента ДЭ₁. Например, при толщине $\xi = 5$ мг/см² $E_{\alpha}^{\min} \approx 1$ МэВ. При построении энерго-массо-зарядовых спектрометров, предназначенных для измерения состава и энергетического спектра потоков частиц с числом составляющих, превышающим два, по-видимому, следует использовать методы идентификации, основанные на вычислении параметра идентификации с помощью подходящей формулы (см. § 2.4).

Особенности практического выполнения спектрометров тяжелых частиц. Очевидно, рассмотренный выше вариант спект-

рометра с применением трех детектирующих элементов не исчерпывает всех возможностей построения приборов этого вида. При практическом построении спектрометров авторы в зависимости от решаемой экспериментальной задачи и имеющихся в их распоряжении детектирующих элементов изменяют состав телескопов и структуру устройств амплитудно-логического анализа.

Например, в спектрометре протонов, описанном в работе [113], авторы для упрощения конструкции детектора исключили сцинтилляционный элемент $DЭ_3$, заменив его третьим полупроводниковым детектором. В спектрометре, описанном в работе [114], авторы использовали оба детектирующих элемента толщиной около 100 мг/см^2 . Дискриминация электронов оказалась возможной, так как требуемый энергетический порог чувствительности спектрометра был равен около 1 МэВ . Кроме того, между элементами $DЭ_1$, $DЭ_2$ и $DЭ_3$ были помещены слои поглотителя толщиной 36 мг/см^2 и $1,79 \text{ г/см}^2$ соответственно. Это позволило авторам с требуемой точностью задать граничные энергии, начиная с которых срабатывают второй и третий детектирующие элементы телескопа независимо от их толщины.

В некоторых случаях авторы выполняли детекторы из большего числа детектирующих элементов. Это позволяло в одной конструкции объединить одновременно несколько телескопов. Такой спектрометр описан, например, в работе [115]. Его детектор состоит из пяти полупроводниковых $DЭ$, помещенных в активную защиту и образующих пять телескопов, детектирующих электроны, протоны и α -частицы в четырех интегральных и десяти дифференциальных каналах.

Построение спектрометров энергий проникающих электронов. В § 2.4 показано, что для избирательной регистрации электронов на фоне тяжелых заряженных частиц применяют два основных метода, первый — для электронов с энергией менее 1 МэВ — основан на детектирующих устройствах с магнитным наведением электронов, попадающих в апертурное отверстие, на скрытые в защите детектирующие элементы, а второй — для электронов с более высокой энергией — на применении детекторов-телескопов, содержащих пролетный и пробежный $DЭ$. Остановимся на некоторых особенностях построения таких детекторов.

На практике применяют два вида детекторов электронов с магнитным наведением: с преобразованием энергии в амплитуду и в координату. Пример детекторов первого вида, рассчитанный на регистрацию электронов с энергией от 50 до 1000 кэВ , приведен на рис. 55, а [2]. Детектирующий элемент $DЭ_1$ — сцинтиллятор $CsI(Tl)$ толщиной около $0,5 \text{ г/см}^2$ (достаточной для торможения электронов с энергией около 1 МэВ) — помещен в магнитное поле, силовые линии которого перпендикулярны плоскости чертежа. Оптический контакт сцинтиллято-

ра с ФЭУ обеспечивает световодом специальной формы. В этом детекторе функция магнита ограничена только поворотом траекторий электронов. Сортировка частиц по энергиям происходит с помощью амплитудного анализатора, на вход которого поступают импульсы от сцинтилляционного счетчика.

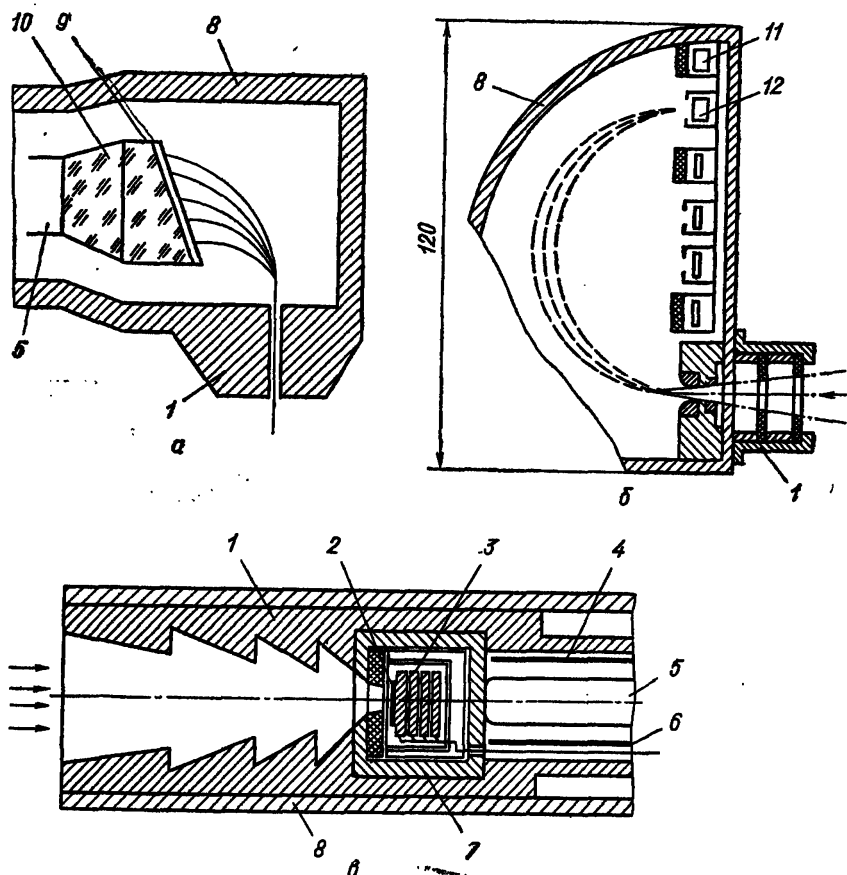


Рис. 55. Детекторы электронов средних (а, б) и высоких энергий (в): 1 — коллиматор; 2 — пролетный ДЭ; 3 — пакет из четырех ДЭ; 4 — магнитный экран; 5 — ФЭУ; 6 — кабель; 7 — защита из сцинтиллирующей пластмассы; 8 — корпус; 9 — CsI (Tl); 10 — световод; 11 — фоновый ДЭ; 12 — основной ДЭ

В таком устройстве можно реализовать достаточно большую геометрическую эффективность применением широкоугольного коллиматора, поскольку угловой разброс траекторий частиц не приведет к искажению спектрального распределения.

Разновидностью этого варианта является детектор, содержащий несколько пропорциональных ДЭ, размещаемых в фокальной плоскости на различных расстояниях от оси апертур-

ного отверстия. Пример такого детектора с полупроводниковыми ДЭ приведен на рис. 55,6 [116]. Электроны регистрируют элементы $ДЭ_1$ (с энергией $0,82 \pm 0,18$ МэВ), $ДЭ_2$ ($1,53 \pm 0,26$ МэВ) и $ДЭ_3$ ($2,83 \pm 0,27$ МэВ), а элементы $ДЭ_{1ф}$, $ДЭ_{2ф}$ и $ДЭ_{3ф}$, закрытые со стороны окна поглотителем, регистрируют фоновые частицы, проникающие через общую защиту блока. В состав спектрометра, описанного в работе [116], входит такой же второй блок детектирования аналогичной конструкции, рассчитанный на детектирование электронов с энергиями 79 ± 23 , 158 ± 36 , 266 ± 36 и 479 ± 52 кэВ.

В детекторах с преобразованием энергии — координата применяют непропорциональные ДЭ, например миниатюрные торцовые счетчики или ВЭУ. Эти детектирующие элементы помещают в фокальной плоскости на различном расстоянии x от оси апертурного отверстия. Каждый ДЭ регистрирует электроны определенной энергии, зависящей от напряженности магнитного поля и расстояния x .

Типичный детектор-телескоп, рассчитанный на регистрацию электронов в диапазоне энергий от 0,25 до 4 МэВ, приведен на рис. 55,а [117]. Первый элемент — кремниевый пролетный детектор толщиной около 10 мг/см², второй представляет собой пакет из четырех Si(Li)-детекторов общей толщиной около $2,3$ г/см², включенных параллельно. Протоны идентифицируются с помощью интегрального дискриминатора в канале ДЭ с порогом $E_{пор} = 0,2$ МэВ. Протоны с энергией $E_p < 20$ МэВ теряют в ДЭ₁ энергию $\Delta E_{1p} > E_{пор}$, и срабатывание дискриминатора блокирует основной измерительный канал. Если же $E_p > 20$ МэВ, то энергия, теряемая протонами в ДЭ₂, выходит за пределы диапазона измеряемых энергий электронов. Оболочка из сцинтиллирующей пластмассы, как и в рассмотренных выше детекторах, выполняет функцию активной защиты.

ГЛАВА 5

СПЕКТРОМЕТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 5.1. Особенности спектрометров электромагнитного излучения для космических аппаратов

Наряду с другими компонентами радиации объектом космических исследований является электромагнитное излучение в широком энергетическом диапазоне, в том числе рассматриваемое в настоящей книге рентгеновское излучение с энергией от 0,2 до 50 кэВ и γ -излучение с $E_\gamma = 0,05\text{—}100$ МэВ. Приборы для измерения характеристик таких излучений наиболее распространены среди спектрометров ионизирующих излучений, и они подробно описаны (см., например, работы [16, 22, 23, 28]). Однако особенности космических источников электромагнитного излучения определяют своеобразие требований, предъявляемых к спектрометрам, размещаемым на космических аппаратах. Эти приборы часто называют спектрометрами для рентгеновской и γ -астрономии.

Плотность потока квантов от большинства источников рентгеновского и особенно γ -излучения весьма мала. Поэтому спектрометры должны обладать по возможности большей чувствительностью. От способности регистрировать приборами слабые радиационные потоки зависит количество обнаруженных рентгеновских и γ -источников, достоверность их идентификации, возможность измерить характеристики этих источников и т. п. Задача, стоящая перед аппаратурой, осложняется тем, что эти слабые потоки рентгеновских и γ -квантов необходимо измерять на фоне значительных потоков фонового излучения (электронов, протонов), а также вторичных γ -квантов и тормозного рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии электронов с материалом космического аппарата, приборов и т. п.

Высокая чувствительность спектрометров, как правило, должна сочетаться с хорошим энергетическим разрешением. В рентгеновских спектрометрах это разрешение необходимо для определения вещественного состояния межзвездной среды, измерения ионизационного состояния элементов, измерения малых доплеровских сдвигов и др. Из табл. 10, в которой перечислены некоторые типичные задачи рентгеновской астрономии, видна необходимость в энергетическом разрешении спектрометров до 0,1 %.

Требования к рентгеновским спектрометрам для решения различных задач [118]

Научные объекты	E , кэВ	$\Delta E/E$	Пространственное разрешение, угл. мин	Временное разрешение, с
Плотные объекты:				
а) эмиссионные линии	2—10	$(1-4) \cdot 10^{-2}$	—	1
б) края поглощения	0,5—2	$10^{-2}-10^{-3}$	—	—
в) протяженные	0,5—10	0,1	—	1
Остатки сверхновых звезд:				
а) эмиссионные линии старые	0,5—2	$10^{-2}-10^{-1}$	1—10	—
б) эмиссионные линии новые	2—10	10^{-3}	1	—
в) нетепловая компонента	2—10	10^{-1}	1	10^{-2}
Скопления галактик	0,5—10	$10^{-2}-10^{-3}$	1—10	—
Сверхгалактики	0,5—10	$10^{-2}-10^{-3}$	1—10	—
Активные звезды и короны	0,2—10	$10^{-2}-10^{-3}$	—	10
Межзвездная среда	0,5—2	$10^{-2}-10^{-3}$	—	—
Низкоэнергетический фон	0,5—2	10^{-1}	60	—

Несколько более умеренны требования по энергетическому разрешению при постановке большинства задач γ -астрономии (табл. 11). При изучении диффузионного γ -излучения, излучения дискретных источников, а также γ -вспышек исходят из непрерывного характера спектров, описываемых уравнениями степенного вида с показателем от 1 до 3. Для адекватного преобразования таких спектров в процессе измерения необходимо относительное разрешение в пределах от 0,3 до 0,1.

Однако в некоторых случаях к гамма-спектрометрам предъявляют требование высокого энергетического разрешения. Например, при исследовании солнечных хромосферных вспышек температуры плазмы в активной области измеряют по доплеровскому уширению линий 0,511 (электронно-позитронной аннигиляции), 2,2; 4,4 и 6,1 МэВ (возбужденных состояний ядер дейтерия, углерода и кислорода), причем $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 1,8 \cdot 10^{-5} T^{1/2}$ [119]. Требуемое для решения этой задачи разрешение спектрометра $\Delta_{1/2}$ должно составлять несколько килоэлектронвольт.

При планировании большинства экспериментов в γ -астрономии ставятся задачи определения угловых размеров и небесных координат точечных источников, размеров и структуры протяженных источников, установления корреляционной связи между потоками рентгеновского и γ -излучений с другими видами излучений, испускаемых исследуемыми источниками. Для их решения спектрометры должны обеспечить измерение с высокой точностью направления падения детектируемых квантов, т.е. пары углов ψ , ϕ в принятой сферической системе координат, под которыми кванты падают на детектор спектрометра. Дру-

Таблица 11

Требования к спектрометрам для γ -астрономии

Объекты исследования		Диапазон энергий, МэВ	Характер энергетического спектра	Требуемое разрешение	
				$\Delta E/E$	$\Delta\theta$, град
Изотропное диффузное излучение		$10^{-3}—4 \cdot 10^3$	Степенной $\gamma \approx -2,1$	0,2	360
Дискретные источники	Солнечные хромосферные вспышки	0,511 2,2 4,4 6,1	Линейчатый	$\sim 10^{-3}$	~ 3
	Астрономические объекты: остатки сверхновых, пульсары и др.	$10^{-2}—10^3$	Примерно степенной $\gamma \approx -(1-2)$	0,35—0,2	< 2
γ -Вспышки		$10^{-3}—10$	Максимум в районе 0,1—0,4 МэВ	$\sim 0,1$	< 2
Излучение с линейчатым спектром		$10^{-3}—10$	Линейчатый	$\sim 10^{-3}$	?

гими словами, спектрометры должны обладать высокой разрешающей способностью по углу. Практически оказываются необходимыми значения углового разрешения от нескольких угловых градусов до нескольких угловых минут.

Указанные значения углового разрешения в спектрометрах рентгеновского и γ -излучений получают различными методами. В рентгеновских спектрометрах — ограничением угла зрения, определяющего разрешение, с помощью коллимирующих или оптических устройств. Тем самым из потока квантов, падающих на детектор, выделяется лишь та часть его, которая имеет заданный угол зрения $\Delta\Omega$ в направлении ν , φ . Это, как было показано в § 2.5, приводит к снижению геометрической эффективности и, как следствие, к снижению чувствительности спектрометра. Применение оптических и коллимирующих устройств в γ -диапазоне неэффективно и ведет к столь значительному снижению чувствительности, что наблюдение источников оказывается невозможным. Поэтому в гамма-телескопах используют методы угловой спектрометрии, основанные на применении широкоугольных ДЭ и выделении информации по соотношению плотностей потоков сигналов, поступающих от нескольких различно ориентированных ДЭ (для энергий квантов в диапазоне от 0,1 до ~ 10 МэВ), или по результатам измерения направления каждого детектируемого кванта. Отметим, что при исследовании

довании γ -вспышек наряду с энергоугловыми спектрами необходимо измерять и распределение плотности потока во времени с шириной временного канала, меняющейся (в зависимости от длительности вспышек) от 0,1 до 1 с.

В заключение отметим, что спектрометры электромагнитного излучения, предназначенные для эксплуатации на космических аппаратах, должны удовлетворять некоторым специальным эксплуатационным требованиям. Для реализации высокого углового разрешения требуется весьма точная ориентация аппарата по выбранным на карте звездного неба ориентирам. Для спектрометров рентгеновского излучения низкой энергии важны все проблемы, указанные в § 3.1, в том числе нейтрализация влияния мощных потоков теплового и ультрафиолетового излучений Солнца.

§ 5.2. Элементы детектирующих устройств

Для различных участков энергетического диапазона электромагнитного излучения предпочтительным оказывается тот или иной тип детектирующего элемента. Даже для регистрации рентгеновского излучения, ограниченного энергиями 0,2—50 кэВ, приходится использовать различные детекторы, отличающиеся по эффективности детектирования квантов разных энергий, а также энергетическому разрешению (рис. 56) [118].

Газонаполненные пропорциональные счетчики. Чаще всего для спектрометрии рентгеновского излучения с $E_x = 0,5 \div 20$ кэВ используют газонаполненные пропорциональные счетчики, имеющие большую площадь входного окна и обладающие энергетическим разрешением, удовлетворительным для решения многих задач. Верхняя граница энергий E_x определяется геометрическими размерами давлением газа, а нижняя граница E_x зависит от материала и толщины окна. Если нижний порог энергий E_x составляет 4—5 кэВ, то для входного окна

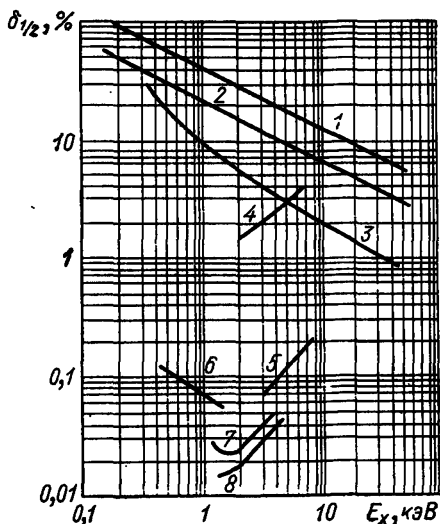


Рис. 56. Зависимость $\delta_{1/2} = f(E_x)$ для детекторов разных типов:

1 — газовый пропорциональный счетчик; 2 — газовый сцинтилляционный пропорциональный счетчик; 3 — ППД; 4 — графит; 5 — LIF (200); 6 — KAP; 7 — ADP; 8 — PET

детектора, наполнением счетчика, давлением газа, а нижняя граница E_x зависит от материала и толщины окна. Если нижний порог энергий E_x составляет 4—5 кэВ, то для входного окна

используют бериллиевую фольгу толщиной 0,2—0,3 мм, обладающую достаточной вакуумной и механической прочностью (для $E_x=4$ кэВ толщина слоя, ослабляющего поток в e раз, близка к 0,7 мм; для $E_x=2$ кэВ — около 0,1 мм и для $E_x=1$ кэВ — около 0,012 мм). В качестве наполнителя применяют тяжелые инертные газы с небольшой примесью органических соединений для гашения возникающего в счетчике ультрафиолетового излучения. Такие детекторы выполняют запаянными.

В качестве примера можно привести выпускаемый в СССР пропорциональный счетчик типа СРПО-304, имеющий коробчатую конструкцию, входное окно с бериллиевой фольгой площадью $S=150$ см², наполненный смесью 90% Хе и 10% СН₄ и имеющий эффективность к квантам с $E_x=2\div 25$ кэВ не менее 15% (энергетическое разрешение не более 28% для $E_x=5,895$ кэВ) [120].

Было отмечено, однако, что в процессе работы происходит распад примеси и продукты распада осаждаются на нити; это приводит к ухудшению энергетического разрешения [121]. Счетчики СРМ-10 и СРМ-12, наполненные ксеноном без органических примесей, имеют ресурс более 10^{12} срабатываний при сохранении разрешения по энергии при $E_x=6,4$ кэВ в пределах 18—20% (в первом из счетчиков использована для окна $S=12\times 24$ мм бериллиевая фольга толщиной 0,25—0,3 мм, а во втором — фольга 0,2 мм и размер окна 15×10 мм).

Для снижения значения $E_x^{\text{мин}}$ в окнах пропорциональных счетчиков применяют более тонкие органические пленки; однако в этом случае вакуумопрочность теряется и приходится непрерывно восполнять потерю газа. Счетчик через систему редукторов соединяют с баллоном, заполненным рабочей смесью под большим давлением. Характерный пример такого устройства — счетчик с наполнением 90% Аг и 10% СН₄, размером окна $5,08\times 21,6$ см, толщиной 100 мкг/см² (два слоя пленки с напыленным слоем алюминия 1 мкм для отражения ультрафиолетового излучения) и поддержанием давления 1 атм $\pm 1\%$ при изменении давления в баллоне от 120 до 13 атм [122]. В СССР выпускается подобный проточный счетчик СРПП-303 коробчатой конструкции с наполнением смесью 90% Аг и 10% СО₂, энергетическим диапазоном 0,1—7 кэВ при эффективности не менее 10%, энергетическим разрешением для $E_x=5,895$ кэВ не более 22%, площадью входного окна около 50 см² [120]. Многосекционные счетчики рентгеновского излучения СРПП-30 ($E_x=0,7\div 10$ кэВ) и СРПП-31 ($E_x=2\div 10$ кэВ) имеют площадь входного окна соответственно 25 и 150 см² [123].

Изменения температуры этих счетчиков и давления наполнителя приводят к значительному дрейфу коэффициента газового усиления (до 1% на 1°С и до 1% на 1% изменения давления). Для автоматической стабилизации характеристик в счет-

чиках выделён специальный экранированный объем с внутренним реперным источником ^{55}Fe .

Газовые сцинтилляционные пропорциональные счетчики. Примерно вдвое лучшим энергетическим разрешением обладают газовые сцинтилляционные счетчики, в которых площадь входного окна может достигать до 20—50 см². В объеме, заполненном инертным газом и оптически связанном с ФЭУ (рис. 57), между двумя сетками создается электрическое поле с большой напряженностью $\mathcal{E}$. Кванты рентгеновского излучения, пройдя через бериллиевое окно, создают в примыкающей к нему области фотоэлектроны, которые ускоряются в поле $\mathcal{E}$ и возбуждают атомы газа (полученной энергии недостаточно, чтобы производить ионизацию); испускаемые кванты ультрафиолетового излучения детектируются ФЭУ. Таким образом, создается усиленный световой сигнал и значительно уменьшается влияние слагающей энергетического разрешения, обусловленной флуктуацией числа электронов, образованных в ФЭУ [118].

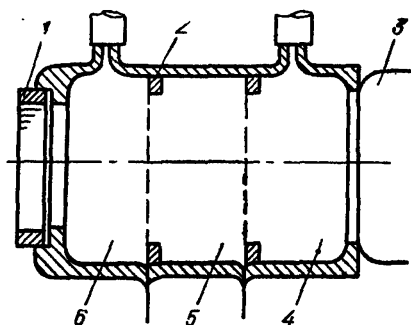


Рис. 57. Газовый сцинтилляционный пропорциональный счетчик:

1 — коллиматор и входное окно; 2 — сетка с крепящим кольцом; 3 — ФЭУ; 4 — мертвое пространство; 5 — область создания ультрафиолетового излучения; 6 — область поглощения рентгеновских квантов

В практических конструкциях таких счетчиков с бериллиевым окном толщиной 0,5 мм и диаметром 50 мм, наполненных ксеноном под давлением 1 атм, было достигнуто энергетическое разрешение 8,5% при $E_x = 5,895$ кэВ. Показано, что разрешение уменьшается по мере увеличения напряженности поля до $\mathcal{E} = 3500$ В/см, после чего оно начинает расти из-за возникновения вторичной электронной эмиссии. Разрешение ухудшается и при увеличении входной апертуры. Возникающие на выходе ФЭУ сигналы имеют длительность около 2,5 мкс [124].

Кристаллы для дифракционных спектрометров. Наилучшее энергетическое разрешение для рентгеновского излучения с $E_x \approx 0,2—5$ кэВ удалось получить в спектрометрах, основанных на методе дифракции рентгеновских лучей (см. § 2.3). В рентгеновской астрономии нашли применение кристаллы разных типов, отличающиеся по значению d_p (т.е. по диапазону энергии), коэффициенту отражения R_c , разрешающей способности $E/\Delta E$ (или $\lambda/\Delta\lambda$). Основные данные по этим кристаллам приведены в табл. 12 [125].

Наибольшим коэффициентом отражения, но и наибольшим энергетическим разрешением (1,5—3%) обладают кристаллы

Основные характеристики кристаллов для рентгеновской астрономии

Кристалл	Формула	Плоскость	d_p , нм	R_c , 10^{-4}	Разрешающая способность
Кварц	SiO_2	10 $\bar{1}0$	0,835	0,625	12 300
		10 $\bar{1}\bar{1}$	0,6592	1,23	7 700
		202 $\bar{3}$	0,275	~0,15	100 000
		224 $\bar{3}$	0,2028	~0,06	200 000
Топаз	$(\text{AlF})_3\text{SiO}_4$	303	0,2712	0,6	10 000
		040	0,44	—	—
		400	0,23246	0,1	70 000
		200	0,464	—	—
Углекислый кальций	CaCO_3	211	0,6083	1,62	12 000
Кремний	Si	111	0,6284	1,2	7 560
		220	0,384	0,8	17 400
		200	0,54417	—	—
Германий	Ge	111	0,6545	—	3 110
		220	0,400	2,3	9 000
		200	0,5669	—	—
		—	1,5955	~0,6	~1 500
Бериллий	Be	—	1,5955	~0,6	~1 500
Сильвин	KCl	200	0,6292	—	6 000
Поваренная соль	NaCl	200	0,5641	—	7 000
Бромистый калий	KBr	200	0,6584	—	4 000
Флюорит	CaF_2	111	0,6306	—	7 260
		200	0,54744	—	—
Алюминий	Al	200	0,4057	—	18 000
		111	0,4676	—	50 000
		420	0,18	—	141 000
Фтористый литий	LiF	200	0,4027	1—3	27 000—500
		220	0,2848	—	33 700
		002	0,6708	15,2	113
		002	1,984	~0,2	1 370
Графит	C	001	2,8392	—	1 847
		101	1,0648	0,9	8 200
		220	0,5305	0,14	37 000
		200	0,75	—	7 844
Слюда	$\text{K}_2\text{O}_3\text{Al}_2\text{O}_3\text{6SiO}_2\text{2H}_2\text{O}$	020	0,8808	1,15	9 800
		002	0,8742	2,2	6 900
		110	1,398	—	11 033
		001	2,6579	0,5	850
Клинохлор	$\text{Al}_2\text{Mg}_3\text{Si}_8\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	001	2,6121	1,5	820
		001	2,5757	7,0	540
		001	2,568	—	980
		002	2,614	1,5	1 000
EDDT	$\text{C}(\text{CH}_2\text{OH})$	002	2,642	—	1 000
PET	$\text{C}_{18}\text{H}_{18}\text{O}_{12}$	110	1,398	—	11 033
SHA	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COOK})$	001	2,6579	0,5	850
KAP	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COORb})$	001	2,6121	1,5	820
RAP	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COOTl})$	001	2,5757	7,0	540
TIAP	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COOCs})$	001	2,568	—	980
CsAP	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COONH}_4)$	002	2,614	1,5	1 000
NH ₄ AP	$(\text{COOH})\text{C}_6\text{H}_4(\text{COONa})$	002	2,642	—	1 000
NaAP					

графита. Меньшими значениями R_c , но лучшим разрешением характеризуются часто применяемые в рентгеновской астрономии кристаллы солей фталевой кислоты $C_8H_6O_4$, калия (KAP — potassium acid phthalate), рубидия (RAP), таллия (TlAP), аммиака (NH_4AP), длинноцепочечных эфиров и некоторых других веществ (например, ADP — ammonium dihydrogen phosphate).

Следует отметить, что как разрешающая способность, так и коэффициент отражения зависят от угла θ . Приведенные в табл. 12 данные относятся к $\theta \approx 40-50^\circ$.

Использование канальных умножителей. В спектрометрах, где кванты разделяются по энергии дифракционными кристаллами, в качестве детектирующих элементов могут быть использованы КЭУ и микроканальные пластины (см. § 3.2). Кванты рентгеновского излучения, действуя на поверхность этих детекторов, выбивают из нее фотоэлектроны, которые затем вызывают электронную лавину в канале. Выход фотоэлектронов зависит от энергии квантов, покрытия (эмиттеров), угла падения квантов на поверхность.

Эффективность регистрации КЭУ квантов рентгеновского излучения быстро уменьшается по мере увеличения энергий. Например, для ВЭУ-6 она составляет при E_x , равной 0,35; 0,55; 0,7; 1 и 6 кэВ, соответственно 8,4; 5; 3,4; 4,5 и 1,5%. Эффективность этих умножителей несколько возрастает при попадании квантов в центр раструба и снижается на его краях. Введением перед раструбом (на расстоянии 7 мм) сетки с $U_c = 150$ В увеличивает эффективность регистрации в 1,5—2 раза [126].

Для повышения эффективности используют дополнительные покрытия из тяжелых металлов (например, золота), галоидно-редкоземельных и щелочно-галоидных соединений [127]. Так, для пленки золота эффективность регистрации возрастает до 1% при $E_x = 10$ кэВ и 6% при $E_x = 3$ кэВ; однако эмиттеры из тяжелых металлов весьма чувствительны и к ультрафиолетовому излучению Солнца. Пленки CsI , CaF_2 , ScF_2 , LiF обладают большим выходом фотоэлектронов, но не стабильны. Лучшей стабильностью обладают пленки MgF_2 ; для них эффективность близка к 1% для $E_x = 6$ кэВ и 10% для $E_x = 0,12$ кэВ, т.е. на порядок больше, чем для КЭУ без покрытий.

Покрывание пленкой MgF_2 передней пластины проводили и в микроканальных пластинах, которые использовали в детекторе рентгеновского излучения [70].

Коллиматоры рентгеновского излучения. Коллимацию слабопроникающего рентгеновского излучения можно осуществить, если перекрыть все возможные пути прохождения квантов, за исключением направления, параллельного оптической оси коллиматора. Такое простейшее устройство представляет собой пластину толщиной l с многочисленными отверстиями диаметром d . Оси отверстий, определяющие направленность коллима-

тора, могут быть как параллельными, так и расходящимися веером. Диаграмма пропускания излучения каналом имеет вид, напоминающий треугольник с основанием $2a$, где $a = \text{arc tg}(d/l)$.

На практике стремятся уменьшить толщину перегородок между каналами, чтобы повысить долю пропускаемых квантов из числа падающих по направлению оси зрения, а также выполнить коллиматоры большей площади. Этим требованиям удовлетворяют трубчатые и сотовые устройства. Коллиматоры первого типа представляют собой пучок трубок прямоугольного сечения, склеенных между собой. Например, в аппаратуре, использованной на спутнике Uhuqu, один из коллиматоров с углом зрения $0,5 \times 5^\circ$ содержал 6000 таких трубок, а другой коллиматор с углом зрения $5 \times 5^\circ$ — 1000 трубок. Сотовый коллиматор состоит из профильных пластин, образующих при соединении между собой соты с прямоугольным или шестигранным сечением; такие устройства имеют угол зрения до $0,5 \times 0,5^\circ$.

Хотя коллиматоры с множеством узких каналов использовали во многих приборах, им присущи существенные недостатки. Многократное отражение от стенок канала приводит к пропусканию квантов, поступающих под углами, превышающими α . Кроме того, накопление погрешности в ориентации трубок или пластин при изготовлении коллиматора не позволяет получить хорошее угловое разрешение.

При $E_x < (5-10)$ кэВ малые значения углов α можно получить с коллиматором, образованным при помощи расположенных друг за другом решеток одинакового профиля. В простейшем виде такой коллиматор состоит из двух проволоочных сеток с параллельной намоткой. Если зазор между проволоками s , расстояние между рамками l , то угол зрения $\alpha = \text{arc tg}(s/l)$. Однако в таком простейшем устройстве диаграмма пропускания помимо основного пика содержит пики более высокого порядка, отстоящие от основного с шагом, равным шагу намотки сетки, т.е. проходят кванты, направленные относительно оси устройства под углом $\beta, 2\beta, 3\beta$ (где $\beta = \text{arc tg}[(b+s)/l]$, а b — толщина проволоки).

Пики высокого порядка подавляются в мультисеточных коллиматорах, содержащих несколько одинаковых сеток, расположенных строго одна под другой. Если толщина проволоки равна полосе пропускания s , то расстояние между платами должно последовательно уменьшаться вдвое и составлять $L/2, L/4, L/8...$ для блокировки пропускания рентгеновских квантов из соседних зон (рис. 58, а). Из рисунка видно, что сетка 2 полностью блокирует нечетные зоны 1, 3, 5, 7 и др.; сетка 3 — зоны с удвоенным номером 2, 6, 10... и т.п. Количество сеток $(N+1)$ определяют исходя из заданного угла зрения, угла, который должен быть перекрыт, и размеров L и b

[128, 129]. В таком коллиматоре с $b=s$ теоретический коэффициент пропускания ограничен 50%, а для двух коллиматоров с перпендикулярным расположением нитей предел пропускания равен 25%.

Была предложена конструкция коллиматора, в котором для повышения коэффициента пропускания зазор между проволоками s намного больше значения b , а расстояние между сетками выбирали таким, чтобы последовательно блокировалось прохождение квантов из соседних зон (см. рис. 58, б). Расстояние между k -й и последней (N -й) сетками равно $L[s/(s+b)]^{k-1}$ [129].

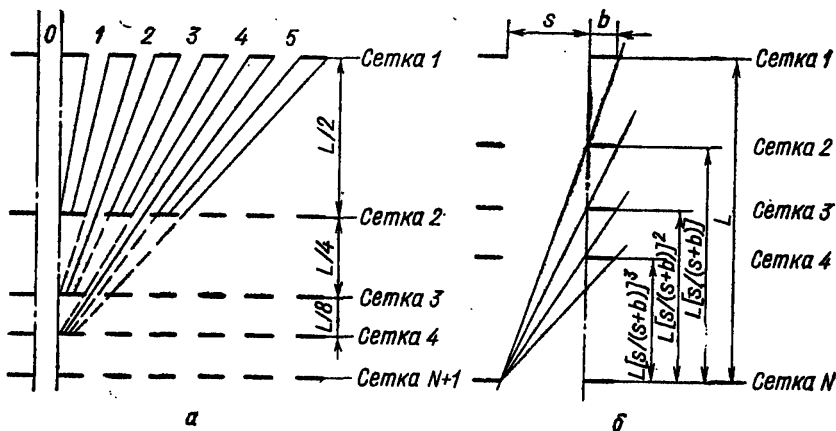


Рис. 58. Выполнение мультисеточных коллиматоров с равной (а) и различной шириной щели и проволоки (б)

Описаны различные коллиматоры как первого, так и второго типа с площадью 200—500 см², расстоянием $L=1,5\div 3$ м и угловым разрешением 0,7—2' [129]. Каналы выполняли с прямоугольным, квадратным, гексагональным и треугольным сечениями.

Одна из основных проблем при выполнении мультисеточных коллиматоров — соблюдение малых допусков на размеры щелей и проволок, положение рамок с сетками, сопряжение осей отверстий и т. п. В типичном устройстве при расстоянии между платами 1,2—1,5 м и размерах рамок 100×100 мм размеры отверстий и сопряжение осей должны быть выдержаны с точностью более 25 мкм [130]. Расстояние между сетками последовательно уменьшается, доходя до нескольких миллиметров. Вопросам выбора материалов для сеток и покрытий, изготовлению сборки, сопряжения осей отверстий, контроля качества сеток и т. п. посвящено много работ (см., например, [128, 130, 131].

Для достижения малых углов зрения ($8'' \times 8''$) в коллиматорах использовали платы с разным узором и числом отверстий в крайних и промежуточных платах (размер плат $6,75 \times 6,75$ мм², отверстий $46,5 \times 46,5$ мкм², $L=1,2$ м); это позволило несколько ослабить требования по точности изготовления сеток [132].

Другой способ устранить пики высшего порядка в диаграмме пропускания коллиматора — расположить в платах отверстия не регулярно, а беспорядочно, задавая координаты по таблицам случайных чисел или генерируя такие числа ЭВМ [133]. Поскольку в этом случае нет пространственной корреляции между расположением отверстий на разных платах, вероятность случайного наложения отверстий уменьшается так же, как η^N , с увеличением числа плат N , где η — доля квантов, пропускаемых одной платой. Интеграл свертки функции пропускания такой системы имеет резкий максимум (пик) вблизи условного начала координат. При изготовлении коллиматоров не требуется так точно, как в системах с регулярными сетками, выдерживать размеры между элементами устройства. Однако в функции пропускания помимо пика имеется фон небольшой величины; кроме того, коэффициент пропускания квантов, падающих вдоль оси направленности коллиматора, не велик (достигал 18% в описанных конструкциях [130]).

Точность угловых измерений значительно повышают с помощью модуляционных коллиматоров, основанных на сканировании щелевых коллимирующих устройств [134]. Например, при вращении сеток с параллельной намоткой вокруг оси направленности коллиматора сигнал от источника рентгеновского излучения модулируется, причем частота модуляции зависит от расстояния между источником и точкой пересечения с осью вращения небесной сферы, а фаза сигнала — от углового рассеяния между источником и условной линией на этой сфере. Можно получить необходимые данные при сканировании сеток перпендикулярно нитям и т.п. Описаны различные варианты выполнения модуляционных коллиматоров в рентгеновской астрономии и их конструкции [135, 136]. Положение источников излучения определяют из данных, полученных при разных положениях коллиматора; используют итеративные методы, анализ Фурье и другие методы восстановления изображения, позволяющие различить и определить точное положение каждого источника [135].

Модуляционные коллиматоры обладают высоким угловым разрешением (до нескольких угловых секунд), широкой апертурой и большой светосилой. Широта апертуры упрощает наведение прибора на источник. Повышение светосилы обусловлено тем, что источник виден при различных положениях коллиматора, тогда как со сканирующим коллиматором, вырезающим узкий угол зрения, — только в одном положении. Однако

для модуляционного коллиматора необходимы системы задания и контроля движения; эти коллиматоры не пригодны для исследования протяженных источников излучения и могут дать ошибочную информацию, если множество источников находится в поле зрения.

Сцинтилляционные счетчики. Для детектирования γ -квантов с энергией от 0,05 до 3—5 МэВ в аппаратуре чаще всего использовали сцинтилляционные счетчики с неорганическими кристаллами. Они обладают достаточно высокой эффективностью к γ -квантам и могут быть выполнены с кристаллами больших размеров (до 300—500 см³). Шумовые импульсы ФЭУ обычно соответствуют $E_{\gamma}=2\text{--}5$ кэВ и мало влияют на результаты измерений в указанном диапазоне энергий. Однако энергетическое разрешение даже лучших сцинтилляционных счетчиков с кристаллами NaI(Tl) относительно велико; оно составляет 8—9% для $E_{\gamma}=0,66$ МэВ и около 6% для $E_{\gamma}=1,33$ МэВ. Характеристики этих детекторов весьма подробно описаны в литературе (см., например, [16, 24]).

Наряду с детекторами, использующими кристаллы NaI(Tl) или CsI(Tl), в приборах для космических исследований все чаще стали применять сцинтилляционные счетчики с кристаллами CsI(Na). Хотя эти кристаллы и обладают световым выходом на 20% меньше чем NaI(Tl), они механически более прочны, легче обрабатываются, имеют большую плотность (и, следовательно, большую эффективность регистрации γ -квантов при равной толщине кристалла), существенно менее гигроскопичны. Однако установлено, что при использовании таких кристаллов для регистрации γ -квантов с энергией менее 0,05 МэВ и пребывании детекторов во влажной атмосфере их свойства значительно ухудшаются из-за дезактивации поверхностного слоя при поглощении воды из воздуха (амплитуда сигнала уменьшается в 30 раз, его длительность уменьшается с 0,65 до 0,03 мкс) [137]. Поэтому такие кристаллы в детекторах рентгеновского излучения следует использовать с необходимыми предосторожностями.

Полупроводниковые детекторы. Существенно лучшим по сравнению со сцинтилляционными счетчиками энергетическим разрешением обладают полупроводниковые детекторы. Для регистрации рентгеновского излучения используют Si/(Li)-детекторы, в которых значение $E_X^{\text{мин}}$ определяется шумами (см. § 4.2); охлаждением ППД граница $E_X^{\text{мин}}$ доведена до 0,3—0,4 кэВ [138]. Такие детекторы для квантов малой энергии обладают достаточной эффективностью, однако площадь детекторов, как правило, невелика. Одна из проблем при регистрации квантов малой энергии этими детекторами — неравномерность толщины защитного слоя (окна), приводящая к различной эффективности для разных точек поверхности ППД.

Для γ -квантов большей энергии используют ППД из материала с большим z — Ge(Li)-детекторы. Эти детекторы позволяют получить энергетическое разрешение около 2 кэВ для $E_\gamma = 1,333$ МэВ (т.е. около 0,15%) и имеют активный объем 80—120 см³, однако необходимо глубокое охлаждение кристаллов до температуры около 120—130 К (начиная с $T = 135$ К энергетическое разрешение ухудшается приблизительно в 3 раза при увеличении температуры на каждые 20°) [119].

В СССР выпускают коаксиальные Ge(Li)-детекторы типа ДГДК с объемом чувствительной области до 90 см³ и энергетическим разрешением для $E_\gamma = 1,333$ МэВ не более 3,2 кэВ ($\leq 0,24\%$). Для регистрации рентгеновского излучения разработаны радиационные ППД типа БДР, не требующие охлаждения во время хранения; площадь чувствительной поверхности таких детекторов достигает 2 см², энергетическое разрешение для $E_x = 8,05$ кэВ составляет 5,5—10%, а для $E_x = 59,6$ кэВ 1,1—1,5%. Эффективность регистрации рентгеновского излучения возрастает по мере увеличения энергии E_x от 55% при $E_x = 5,9$ кэВ до 85% при $E_x = 11,1$ кэВ, затем на энергии K -скачка уменьшается до 50% и вновь растет, достигая максимального значения около 90% при $E_x = 60$ кэВ; для $E_x = 122$ кэВ эффективность близка к 20%. Германиевые радиационные детекторы типа ДГР-22 рассчитаны на область энергии 0,01—1 МэВ. В них площадь чувствительной поверхности около 2,5 см², толщина чувствительной области 0,7—3,5 мм и энергетическое разрешение при $E_x = 0,122$ МэВ не более 2%. В детекторах типа ДГР-3 и ДГР-5 площадь чувствительной поверхности равна 1,5 см², толщина чувствительной области 2,5—3,0 или 4,0—4,8 мм, энергетическое разрешение для $E_\gamma = 0,122$ МэВ составляет 0,8%, а для $E_\gamma = 0,662$ МэВ 0,5%. Наконец, планарные Ge(Li)-детекторы типа ДГДРП с объемом чувствительной области до 20 см³ и коаксиальные детекторы типа ДГДРК с объемом до 40 см³ состоят из двух или четырех кристаллов и предназначены для построения суммирующих комптоновских спектрометров (коэффициент подавления комптоновского фона при $E_\gamma = 0,662$ МэВ от 30 до 60, энергетическое разрешение для $E_\gamma = 1,333$ МэВ 0,3—0,4%) [108].

Высокую эффективность регистрации и возможность работы без охлаждения обеспечивают ППД из теллурида кадмия. Неглубокое охлаждение (до -40°C) позволяет повысить рабочее напряжение, снизить токовые шумы и улучшить энергетическое разрешение; при этой температуре и напряжении питания 300—400 В получено энергетическое разрешение около 1,5% при $E_x = 59,6$ кэВ (дальнейшее охлаждение ухудшает разрешение) [139]. Однако размеры таких детекторов невелики, что значительно понижает практический интерес к ним; описанные детекторы имеют диаметр 6—10 мм, а высоту 1—2 мм [140].

Счетчики Черенкова. Вопросы теории и применения счетчиков Черенкова для различных задач, связанных с регистрацией излучений, детально рассмотрены в монографии [141]. В спектрометрах жесткого γ -излучения черенковские счетчики обычно выполняют следующие основные функции: избирательно регистрируют вторичные электроны на фоне проникающих тяжелых заряженных частиц, служат индикаторами направления частиц и, наконец, подобно позиционно-чувствительным детекторам, дают информацию о направлении детектируемого фотона.

Избирательная чувствительность счетчиков Черенкова к легким частицам основана на соотношении (5.1), которое можно представить в виде

$$E_{\text{пор}j} = m_j c^2 f(n). \quad (5.1)$$

Например, при использовании твердого радиатора типа перспекса или люцита ($n \approx 1,5$) $f(n) \approx 0,35$, и, следовательно, счетчик, чувствительный к электронам с энергией $E > E_{\text{пор}}^e \approx 0,18$ МэВ, не будет реагировать на протоны с энергией $E \leq E_{\text{пор}}^p \approx 325$ МэВ. В телескопах, рассчитанных на регистрацию γ -квантов с энергией в несколько десятков мегаэлектронвольт и выше, стремятся повысить энергетический порог чувствительности к фоновым тяжелым частицам. Для этого используют газовые радиаторы, коэффициент преломления которых лишь незначительно отличается от единицы (табл. 13). Например, пороговые энергии в счетчике с азотом в качестве радиатора составляют $E_{\text{пор}}^e = 20$ МэВ и $E_{\text{пор}}^p = 37$ ГэВ.

Черенковские счетчики как индикаторы направления используются в гамма-телескопах для отбора событий, сопровождающихся пересечением телескопа заряженными частицами в определенном направлении (например, от конвертора в глубь телескопа) и дискриминацией частиц с обратным направлением движения. Принцип работы такого индикатора показан на рис. 59, а. Счетчик состоит из радиатора, покрытого сверху матовой черной поверхностью, а снизу пластиной диф-

Таблица 13

Параметры некоторых твердых и газообразных радиаторов [141]
при атмосферном давлении

Материал радиатора	$\eta=n-1$	$f(n)$	Материал радиатора	$\eta=n-1$	$f(n)$
Перспекс, люцит	0,49	0,35	Аргон	$2,84 \cdot 10^{-4}$	41
Кварц	0,55	0,3	Азот	$2,97 \cdot 10^{-4}$	40
Стекло	0,48—0,93	0,35—0,17	Ксенон	$7,02 \cdot 10^{-4}$	26
Гелий	$0,35 \cdot 10^{-4}$	119	Фреон-13	$8,64 \cdot 10^{-4}$	23
Неон	$0,67 \cdot 10^{-4}$	85	Пентан	$17,1 \cdot 10^{-4}$	16

фузионного рассеивателя конического световода и ФЭУ. Цилиндрическая поверхность радиатора полирована, а коническая поверхность световода покрыта белым отражателем. Заряженная частица *A* с энергией, превышающей пороговую и падающая на счетчик сверху, генерирует вдоль траектории излучение Вавилова — Черенкова, направленное к ней под углом θ [см. уравнение (2.43)]. На нижней границе радиатора свет диффузионно рассеивается и через световод достигает катода ФЭУ. Частица *B*, пересекающая счетчик в обратном направлении, генерирует свет, испускаемый в сторону поглотителя. Отражаемая от него часть света весьма мала, и, следовательно, мала амплитуда сигнала, генерируемого в выходной цепи ФЭУ.

Возможность использования счетчика Черенкова в качестве позиционно-чувствительного детектора с высокой разрешающей способностью основана на том, что при $\eta = n - 1 \ll 1$ излучение Вавилова — Черенкова генерируется под небольшим углом по отношению к траектории частицы

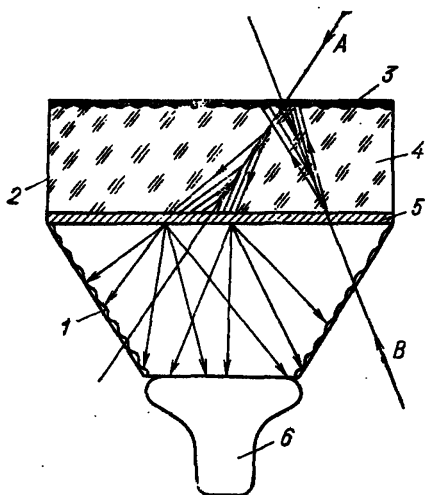


Рис. 59. Однонаправленный счетчик Черенкова [143]:

1 — белое отражающее покрытие; 2 — полированная поверхность; 3 — черное поглощающее покрытие; 4 — радиатор из перспекса; 5 — диффузионный рассеиватель; 6 — ФЭУ

$$\theta \approx \sqrt{2\eta}. \quad (5.2)$$

Поэтому, комбинируя газовые счетчики (для них выполняется условие $\eta \ll 1$) с подходящими системами фокусировки и регистрации направленных лучей, можно выделить информацию о направлении траектории детектируемой частицы. Пример такого детектора будет рассмотрен в § 5.4.

Искровые камеры. При построении гамма-телескопов в качестве позиционно-чувствительных детекторов широко используют искровые камеры (ИК). Основные достоинства этих устройств применительно к задачам γ -астрономии — возможность реализации больших чувствительных объемов, высокая точность измерения направления траекторий детектируемых частиц и приемлемое быстродействие. В конкретных конструкциях телескопов используют два основных вида ИК: с оптической и электронной регистрацией координат следа. ИК последнего вида в литературе называют бесфильмовыми [142].

Искровые камеры с оптической регистрацией представляют собой пакет пластин — электродов, разделенных промежутком (составляющим чаще всего 4—20 мм) и помещенных в корпус, наполненный газовой смесью. Одну группу пластин, например все четные, заземляют, а все оставшиеся подключают к выходу источника импульсного высокого напряжения. Если заряженная частица, пересекая объем ИК, удовлетворяет условиям отбора, выполняемого другими элементами телескопа, схема управления воздействует на источник напряжения, который вырабатывает импульс амплитудой от нескольких единиц до десятков киловольт (в зависимости от зазора между пластинами и состава газовой смеси) и длительностью около 100 нс. Отрезки следа, заключенные между электродами, при воздействии импульса инициируют возникновение искрового разряда, а высвеченная искрами траектория фотографируется через прозрачные боковые стенки корпуса. Для получения стереоизображения фотографирование обычно производят с помощью одного фотоаппарата, сводя на кадр с помощью системы зеркал две стереопроекции. Этот способ снятия информации не удобен тем, что ее обработка и передача на Землю в ходе эксперимента невозможна. Поэтому фотографирование используют лишь в аппаратуре, устанавливаемой на шарах-зондах [143]. Это неудобство устраняют, применяя вместо фотоаппарата видикон, устройство считывания изображения с его экрана и аналого-цифровые преобразователи считываемого сигнала в коды координат.

В ИК с электронной регистрацией информация об изображении снимается сразу в цифровой форме. В них вместо пластин используют рамки, на которые с небольшим зазором (около 1 мм) параллельно друг другу натягивают проволоочные нити. Направления проволоочек в смежных рамках ортогональны. При воздействии высоковольтного импульса ток разряда замыкается на ближайшие к отрезкам следа проволоочки; номера этих проволоочек несут информацию (в цифровой форме) о координатах точек пересечения следа с плоскостями рамок. После воздействия очередного импульса номера проволоочек, на которые замкнулась искра, регистрируются и запоминаются с помощью матрицы ферритовых сердечников, каждый из которых прошит проводом, соединенным с соответствующей проволоочкой ИК. Перед регистрацией очередного события все сердечники устанавливаются в исходное состояние «О». После регистрации сердечники, через которые замкнулся ток разряда, перемагничиваются в противоположное состояние, и информация, записанная таким образом в матрицу, считывается специальным электронным устройством, после чего все сердечники вновь устанавливаются в «О». Преимущество бесфильмовых ИК состоит в цифровой форме снимаемой позиционной информации, обеспечивающей наибольшую точность измерения ко-

ординат. Однако при их создании приходится преодолевать некоторые конструктивно-технологические трудности, связанные с изготовлением с высокой точностью рамок из нитей толщиной порядка 100 мкм с шагом около 1 мм, обладающих высокой механической прочностью и значительной прочностью изоляции. Кроме того, существенно возрастает объем и сложность электронного оборудования. Примерами решений этих задач могут служить бесфильмовые ИК, разработанные для экспериментов SAS-B [144] и COS-B [6].

Более детальное рассмотрение физических особенностей работы ИК, связанных с применением различных наполняющих смесей, оптимизацией временных режимов работы, погрешностями измерения координат выходят за рамки настоящей книги. Многие из них описаны в работе [145]. Методы обработки цифровой информации бесфильмовых ИК рассмотрены в книге [142].

§ 5.3. Пространственно-энергетические спектрометры рентгеновского излучения

Как уже отмечалось в § 5.1, одно из основных требований, предъявляемых к спектрометрам для рентгеновской астрономии, — высокая чувствительность к рентгеновскому излучению. Поскольку большую часть измерений до настоящего времени проводили аппаратурой с пропорциональными счетчиками, выполнение этого требования было связано с увеличением активной площади счетчиков S , повышением эффективности регистрации ими квантов рентгеновского излучения и применением коллиматоров с большей светосилой. Например, на спутнике Uhuru были установлены два блока пропорциональных счетчиков с общей площадью $S=1600 \text{ см}^2$ [порог чувствительности $1,5 \cdot 10^{-3}$ фотон/(с·см²)], а для объекта HEAO разработаны счетчики площадью $S=18000 \text{ см}^2$ [порог чувствительности $2 \cdot 10^{-4}$ фотон/(с·см²)]. В комплексе РС-1М, работавшем на орбитальной станции «Салют», использовали три пропорциональных счетчика СРПП-31 с $S=450 \text{ см}^2$; в спектрометре СКР-01 — десять параллельно включенных счетчиков с общей площадью 1000 см², а в спектрометре СКР-02 — 56 счетчиков с $S=8000 \text{ см}^2$ [120].

Увеличение активной площади счетчиков приводит к увеличению частоты импульсов $n_{\text{ф}}$, обусловленной фоновым излучением заряженными частицами и вторичными γ -квантами, что снижает реальную чувствительность аппаратуры. Поэтому необходимо вводить в спектрометры дополнительные устройства, существенно уменьшающие частоту $n_{\text{ф}}$.

Один из наиболее распространенных методов подавления фона — применение дополнительных (охранных) детекторов, окружающих основной счетчик со всех сторон, кроме входного

окна; и включенных с основным счетчиком в режим антисовпадений (принцип работы таких устройств и критерии выбора охранных детекторов рассмотрены на с. 106). Хотя в качестве охранных детекторов спектрометров рентгеновского излучения во многих приборах использовали сцинтилляционные счетчики (с органическим сцинтиллятором), наиболее эффективно для $E_x = 1-10$ кэВ применение многообъемных пропорциональных счетчиков, в которых объемы основного и охранных детекторов имеют общее газовое наполнение и разгорожены тонкими проволоками, натянутыми параллельно анодам. К таким детекторам, в частности, относятся упомянутые счетчики типа СРПП-30, СРПП-31 и СРПП-303. В режиме антисовпадений частота n_ϕ в этих счетчиках снижалась приблизительно в 7 раз.

В обычных конструкциях многообъемных счетчиков охранные секции закрывают три боковые стороны основного детектора, а анодные выводы остаются незащищенными. В счетчиках, где основной объем защищен с пяти сторон, в том числе и у анодных выводов, частоту n_ϕ удалось уменьшить в 30 раз. Для этого на нить наносили тонкое покрытие изолирующей эмали, а поверх эмали напыляли слой золота, разделенный на три области: центральную и две крайних (у выводов нити). Центральный анод через эмаль соединяли с нитью, а крайние выводили самостоятельно. Таким образом создавали основной и два боковых охранных объема [146].

Одно из направлений использования метода антисовпадений для подавления фона — создание многонитевых счетчиков, в которых регистрируются только сигналы, возникающие на одном из анодов, а импульсы, одновременно появляющиеся на двух и более анодах, из счета исключаются.

Другой метод снижения фоновой частоты сигналов основан на дискриминации импульсов со счетчиков по форме и использует зависимость времени нарастания сигнала от длины и расположения в счетчике трека ионизирующей частицы. Этот принцип кратко рассмотрен на с. 107, а детально изложен во многих работах; там же описаны различные варианты построения схем дискриминации по форме сигналов с пропорциональных счетчиков (см., например, работы [147, 148]). Эффективность действия таких устройств зависит от энергии фонового излучения и допустимого снижения эффективности регистрации рентгеновского излучения η_x . Лучшие из опубликованных результатов — снижение n_ϕ в 30—50 раз при уменьшении η_x на 5%. Применение этого метода в спектрометрах, использовавших, например, однообъемный пропорциональный счетчик СРПО-304 (его параметры приведены в § 5.2), позволило снизить частоту n_ϕ в 10—15 раз при уменьшении эффективности регистрации квантов с $E_x = 5,9$ кэВ не более чем на 10% и с $E_x = 22$ кэВ не более чем на 30% [147].

Как метод подавления фона, основанный на дискриминации сигналов по форме, так и метод антисовпадений имеют свои ограничения. Охранные детекторы малоэффективны при подавлении фона от вторичных γ -квантов, а дискриминаторы по форме успешно действуют в ограниченном энергетическом диапазоне фонового излучения. Поэтому наиболее эффективно сочетание обоих методов. Было выполнено несколько систем как с охранными детекторами, так и с устройствами разделения сигналов по форме; в них было достигнуто значительное снижение частоты n_{ϕ} в широком диапазоне энергий фоновой радиации и при небольшом уменьшении эффективности регистрации квантов рентгеновского излучения. Например, в спектрометре со счетчиком СРПП-303 охранные элементы понижали частоту n_{ϕ} в 7 раз, применение только дискриминации по форме (при уменьшении η_x на 10%) — в 5 раз, а совместное использование обоих методов — в 20—25 раз [147].

Следует отметить, что рассмотренные методы подавления фона используют в спектрометрах не только с пропорциональными счетчиками. Так, например, дискриминация сигналов по форме применялась в газовых сцинтилляционных пропорциональных счетчиках [124], а в полупроводниковом Si(Li)-детекторе фрезеровкой кольцевой канавки на n -стороне кристалла детектор был разделен на основной и окружающий его охранный (основной детектор был включен с кольцевым охранным в режим антисовпадений) [138].

Компоненту фона, обусловленную заряженными частицами малой энергии, снижали отклоняющим электростатическим полем, созданным между пластинами коллиматора [149]. Для этого пластины покрывались тонкими слоями меди, образованные слои через один соединялись в две группы, и к ним прикладывалось напряжение +240 В. Однако в такой системе существует опасность притягивания и ускорения частиц из окружающей плазмы, которая при торможении о материал коллиматора создает фоновое излучение. Для отклонения заряженных частиц малой энергии могут быть использованы и поля постоянного магнита.

Чувствительность проточных пропорциональных счетчиков с тонким окном (органической пленкой) к длинноволновому ультрафиолетовому излучению уменьшают напылением на пленку тонкого слоя алюминия; еще лучшие результаты дает осаждение на пленку суспензии спиртового раствора графита. Слой алюминия толщиной около 0,1 мкм для защиты от ультрафиолетового излучения напыляли и на Si(Li)-детектор.

Телескопы косого падения. Эффективный способ создания спектрометров с высокой угловой направленностью и большой активной площадью — применение зеркальных рентгеновских телескопов косого (скользящего) падения (grazing incidence telescope). В таких устройствах, действующих как рентгенов-

ские рефлекторы, излучение с большой площади фокусируется на детектор малых размеров, что позволяет значительно повысить частоту «полезных» сигналов при малых значениях n_{ϕ} . Фокусирующие зеркала выполняют в виде поверхностей второ-

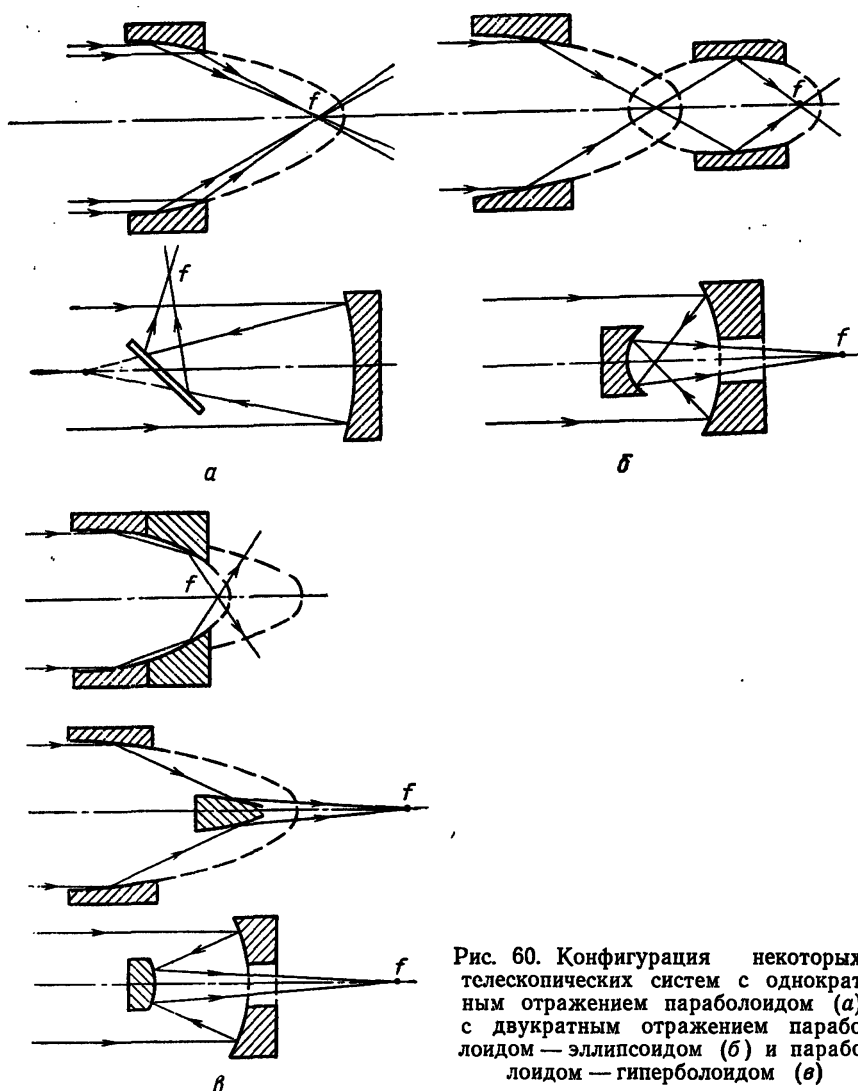


Рис. 60. Конфигурация некоторых телескопических систем с однократным отражением параболюидом (а), с двукратным отражением параболюидом — эллипсоидом (б) и параболюидом — гиперболюидом (в)

го порядка со слабой кривизной — эллипсоидов, гиперболюидов, параболюидов. В простейшем случае однократное отражение с фокусировкой в точке f осуществляется вогнутыми зеркалами (рис. 60, а); могут быть использованы и более сложные опти-

ческие системы с двойным отражением вогнутыми и выпукло-вогнутыми поверхностями (рис. 60, б, в) [151].

Коэффициент отражения рентгеновского излучения ψ_x зависит как от материала отражающей поверхности, так и от энергии E_x и угла падения излучения θ . Стекло как материал с малым средним атомным номером обладает небольшим коэффициентом ψ_x ; отражающая способность ухудшается при E_x , близкой к краям поглощения кремния и кислорода. Лучшими свойствами обладают покрытия из тяжелых металлов: никеля, хрома и золота (особенно хорошие результаты дают покрытия золотом при повышенной энергии E_x). В реальных устройствах стеклянные зеркала покрывали слоем хрома толщиной 50 нм, а затем на него наносили такой же толщины слой золота [150].

Отражающая способность зеркала уменьшается по мере увеличения энергии E_x и угла скольжения θ . Эти зависимости иллюстрируются данными, приведенными в табл. 14 [150].

Таблица 14

Относительное уменьшение коэффициента ψ_x для золоченого покрытия при изменении угла скольжения от 0 до θ

θ , мин	$E_x = 0,28$ кэВ			$E_x = 1,25$ кэВ		
	Au	Cr	Ni	Au	Cr	Ni
40	0,88	0,92	0,95	0,82	0,75	0,75
80	0,79	0,84	0,91	0,68	0,58	0,57
120	0,6	0,8	0,87	0,5	0,25	0,35
160	0,45	0,65	0,82	0,28	0,04	0,1

Эффективная площадь коллектора $S_{эф}$ уменьшается с увеличением угла θ и ростом энергии E_x . Так, для золоченого покрытия и $E_x \approx 0,3$ кэВ $S_{эф}(\theta)/S_{эф}(0) = 0,215$ и $0,107$ для θ , равного 60 и 120; для $\theta = 20'$ $S_{эф}$, равна 200; 130; 100; 40; 50 и 40 см² при E_x , равной 0,25; 1,25; 1,8; 2,3; 3,2 и 4,3 кэВ соответственно.

Поскольку для энергии рентгеновского излучения более 1 кэВ угол скольжения должен быть небольшим (менее 1°), спектрометры со значительной активной площадью имеют большие габариты. Поэтому энергия $E_x = 1,5 \div 2$ кэВ является максимальной для этих систем.

Зеркальные рентгеновские телескопы — это достаточно сложные, громоздкие и дорогостоящие устройства. Основная проблема при их создании связана с технологией изготовления высококачественных поверхностей отражения. При этом необ-

ходимо обеспечить нужную кривизну отражающих пластин и чистоту поверхностей (что достигается прецизионным литьем на поверхность расплавленного металла, дополнительным полированием и т.п.) и сохранить целостность зеркал и юстировку системы при механических воздействиях. Поэтому такие спектрометры разрабатывают в основном для долговременных орбитальных научных станций.

Для увеличения апертуры при тех же габаритах системы использовали так называемые «гнездовые» рефлекторы, которые состояли из нескольких соосных параболоидов вращения, различающихся по параметру $a = x/\sqrt{z}$ и имеющих общий фокус. Размеры зеркал выбирают так, чтобы падающее и отраженное излучения проходили в зазоре между поверхностями вращения (это легко осуществимо при малых углах θ и малой кривизне параболоидов, т.е. при значительном расстоянии f между фронтом рефлектора и фокальной плоскостью). Например, в рентгеновском телескопе для Spacelab использовали четыре параболоида с $f=3$ м; апертура системы равнялась 700 см^2 для $E_x=0,5 \text{ кэВ}$ и 150 см^2 для $E_x=2 \text{ кэВ}$ [118].

Достигнутая сейчас точность изготовления отражающих поверхностей позволяет обеспечить направленность регистрации рентгеновского излучения (пространственное разрешение) около $1'$. Однако в спектрометре для объекта НЕАО-В (гнездовой конфигурации с четырьмя телескопами, основанными на комбинации параболоидов и гиперболоидов, $S=500 \text{ см}^2$) получено разрешение $2''$ [152].

Дифракционные сканирующие спектрометры. Хорошее энергетическое разрешение может быть достигнуто с дифракционными системами. Принцип их работы рассмотрен на с. 86, а параметры кристаллов, используемых в рентгеновской астрономии, приведены на с. 207. Основные проблемы, которые возникают при построении таких приборов, связаны с необходимостью увеличения площади дифрагирующего кристалла, а также с выполнением механических устройств изменения (сканирования) брегговского угла.

Для регистрации излучения от слабых рентгеновских источников предпочтительны кристаллы графита, обладающие наибольшим коэффициентом отражения. Их используют в диапазоне энергий $2-8 \text{ кэВ}$; энергетическое разрешение таких спектрометров близко к 1% , а достигаемое угловое разрешение — к $0,7-0,8^\circ$. Для устройств с лучшим энергетическим разрешением (меньше $0,1\%$) в том же диапазоне энергий используют кристаллы PET и LiF (угловое разрешение $5 \times 5'$ и лучше), а в области энергий около $0,5 \text{ кэВ}$ — кристаллы RAP и TIAP (ΔE около $0,4 \text{ эВ}$) [118, 152, 153].

Увеличение площади кристаллов сопровождается уширением пучка отраженного излучения в фокусе и ухудшением

разрешения. Цилиндрическая геометрия отражающего кристалла, соответствующая фокальному кругу, позволяет свести отраженное излучение в линию (рис. 61, а); идеальную фокусировку достигают, если поверхности шлифовкой придается форма сферы; удовлетворительные результаты дают кристаллы торoidalной формы [152].

Сочетание большой эффективной площади кристалла и хорошего энергетического и пространственного разрешения дают системы с конической фокусировкой (см. рис. 61, б) [118]. Панель с дифрагирующими кристаллами фокусирует отраженное излучение на детектор, расположенный по оси конуса;

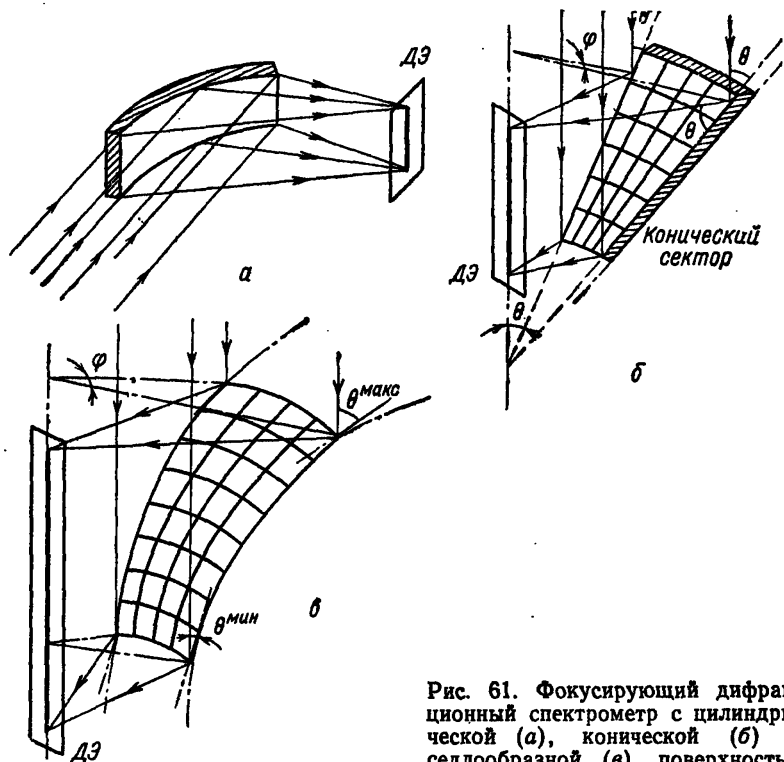


Рис. 61. Фокусирующий дифракционный спектрометр с цилиндрической (а), конической (б) и седлообразной (в) поверхностью отражателя

угол в вершине конуса меняется при сканировании в соответствии с необходимым измерением брегговского угла.

Описано несколько подобных спектрометров со значительной площадью панелей с кристаллами. Кристаллы относительно небольших размеров, выгнутые с требуемым радиусом кривизны, крепятся к этим панелям. Например, из кристаллов LiF и PET площадью 10 см² набирали панели общей площадью 4000 см² каждая [порог чувствительности спектромет-

ров соответственно $5 \cdot 10^{-4}$ и $1,3 \cdot 10^{-3}$ фотон/(см²·с)]. Графитовыми кристаллами такого же размера перекрывалась общая площадь около 7800 см², порог чувствительности около 10^{-5} фотон/(см²·с) [118]. Описана и методика приготовления кристаллов и выполнения мозаики (см., например, [154]).

Несканирующие зеркальные и дифракционные спектрометры. Существенный недостаток сканирующих систем заключается не только в необходимости сложных механических устройств, но и в последовательном характере измерений энергетических распределений дифракционными спектрометрами и пространственных распределений зеркальными (недифрагирующими) приборами. Это не только повышает время измерений, но и не позволяет исследовать быстроменяющиеся источники или источники, движущиеся в поле зрения спектрометра. Поэтому большой интерес вызывают методы построения приборов с одновременным измерением этих распределений в определенном интервале энергий или углов направленности. Эти приборы основаны на применении координатно-чувствительных детекторов, в которых выходной электрический сигнал содержит информацию о месте прохождения частицы или кванта.

Как уже отмечалось на с. 140, одним из таких детекторов являются микроканальные пластины, позволяющие с пространственным разрешением до 10—20 мкм определить место попадания на его входную поверхность рентгеновского кванта. Однако эти детекторы можно использовать только в сочетании с другими устройствами, разделяющими кванты по значению энергии, т.е. в дифракционных спектрометрах информация о месте создания ионизации (координате по длине детектора) содержится в форме импульса с газонаполненного пропорционального счетчика с высокоомным коллектором (например, кварцевой нитью, покрытой слоем углерода) [155].

В сочетании с несколькими зеркалами косоугольного падения координатно-чувствительный пропорциональный счетчик позволяет проводить одновременное измерение при разных углах направленности. Так, одна из таких систем содержала 14 параболических цилиндров с несколько различающейся кривизной, фокусирующих изображение на разном расстоянии от оси [150].

Большими возможностями обладают, по-видимому, устройства со скользящим падением рентгеновского излучения на расходящиеся веером плоские зеркальные поверхности и отражением его на координатно-чувствительный детектор (рис. 62) [156]. Это устройство содержит группу зеркал, ограниченных радиусами $r=R$ и $r=R-h$ с угловым расстоянием между ними φ . Поток излучения, поступающий по определенному направлению, отражается от всех зеркал и фокусируется вблизи точки пересечения направления потока и радиуса $r/2$ [область

фокусировки простирается от $R/2$ до $(R-h)/2$. Таким образом, в координатно-чувствительном детекторе, расположенном по радиусу $0,5(R-0,5h)$, каждой координате по углу φ (по длине счетчика) соответствует определенная направленность кванта рентгеновского излучения. Размытие пучка в фокусе $h \sin \alpha \approx h\alpha$ невелико при малых предельных углах α и $h \ll R$. В описанных устройствах для $R=100 \div 200$ см h равных 2, 5, 10 и 20 см, углов $\varepsilon=0,057$ и $0,57^\circ$ и предельных углов α от 1,09 до $5,16^\circ$ уширение луча составляло от 0,095 до 0,9 см. Хотя такая система и не обладает совершенными свойствами фокусировки и хорошим пространственным разрешением, она проста в изготовлении и позволяет обеспечить одновременно измерение источников излучения в широком угле зрения (в принципе до 2π).

Для одновременного измерения энергетического распределения рентгеновского излучения можно использовать панели из различно ориентированных дифракционных кристаллов в сочетании с координатно-чувствительным пропорциональным счетчиком. В одном из таких описанных спектрометров [118] кристаллы, расположенные на конусообразной панели, имели

различное фокусное расстояние, измеряемое дискретно с шагом 2 мм; каждый кристалл устанавливали на брегговский угол, отличавшийся на $10'$ от соседнего. Кристаллы выгибали по оси конуса, а также по сфере в плоскости дисперсии. Таким образом, на оси конуса создавалась группа дискретных фокусов, соответствовавших для параллельного потока квантов, падающих на поверхность конуса, группе дискретных значений энергий E_x . В другом спектрометре [157] панели была придана форма седла с конической симметрией относительно оси, где размещался координатно-чувствительный детектор (рис. 61, в). В зависимости от угла θ параллельные пучки квантов рентгеновского излучения после отражения попадали на тот или иной участок детектора; по углу вращения осуществлялась фокусировка отраженного излучения. Панель с общей площадью 630 см^2 была сформирована из большого числа графитовых сегментов, малых по размеру; чувствительность спектрометра составляла $3 \cdot 10^{-3}$ фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

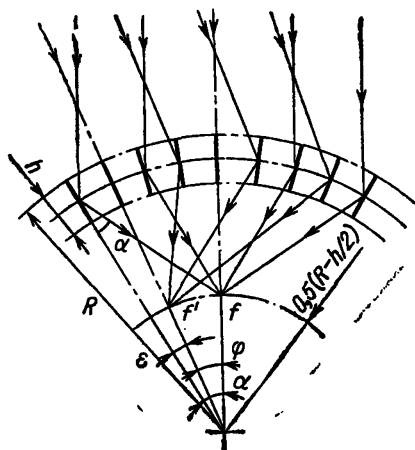


Рис. 62. Фокусирующий дифракционный спектрометр с плоскими отражателями

§ 5.4. Пространственно-энергетические спектрометры γ -излучения

Спектрометры энергии для $E_\gamma < 10$ МэВ. Большинство измерений энергетических распределений γ -излучения в диапазоне $E_\gamma = 0,05\text{—}10$ МэВ выполнено со сцинтилляционными счетчиками. В тех случаях, когда энергетическое разрешение этих счетчиков оказывается недостаточным, используют Ge(Li)-детекторы, хотя их применение связано с проблемой поддержания в течение длительного времени достаточно низкой температуры (ниже 135 К). Как правило, для снижения фона, обусловленного воздействием заряженных частиц, основной (спектрометрический) детектор окружают защитным сцинтилляционным счетчиком с пластическим или неорганическим сцинтилляторами. Кристаллы с большой плотностью [CsI(Na), NaI(Tl)] позволяют значительно уменьшить в спектре комптоновское распределение, используя метод комптоновских антисовпадений. Однако с этими сцинтилляторами возрастает частота фоновых сигналов (и, следовательно, снижается эффективность регистрации γ -квантов); кроме того, из-за активации сцинтилляторов потоком заряженных частиц возрастает фоновое излучение. Если неорганические сцинтилляторы все же применяются, предпочтительны монокристалльные (мозаичные) детекторы из элементов с идентичными характеристиками (световыходом, временем высвечивания), значительно более устойчивые к механическим воздействиям.

Методы охлаждения Ge(Li)-детекторов, характерные для лабораторной практики (сосуды Дьюара с жидким охладителем), обычно не приемлемы для космической аппаратуры с длительным сроком существования. Поэтому приходится использовать другие методы: испарение твердых криогенов, пассивные радиаторы и активные механические холодильники. С механическими холодильниками трудно получить столь низкие

Т а б л и ц а 15.

Основные параметры твердых криогенов [119]

Параметр	Вещество										
	H ₂ O	NH ₃	CO ₂	NO	C ₂ H ₄	Ar	CH ₄	CO	N ₂	Ne	H ₂ , He
$Q_{\text{пл}},$ Дж/см ³	2600	1500— 1550	850— 1000	750	550	370	330	280— 330	250	180	50
От	240	160	120	80	~ 100	40	60	45	40	10	5
До	280	200	210	110		80	90	65	60	25	10

температуры, а пассивные радиаторы, занимающие много места и затрудняющие компоновку космического аппарата, приемлемы только на объектах, жестко ориентированных относительно Солнца. Поэтому наиболее эффективны твердотельные криогенные охладители. В табл. 15 приведены характеристики некоторых таких веществ; верхний предел диапазона температур T соответствует тройной точке, а нижний — давлению 0,1 мм рт.ст.; скрытая теплота испарения $Q_{\text{и}}$ зависит от температуры (линейно снижается с ростом температуры).

Полупроводниковый спектрометр с твердым охладителем показан на рис. 63, а [119]. Он содержит Ge(Li)-детектор

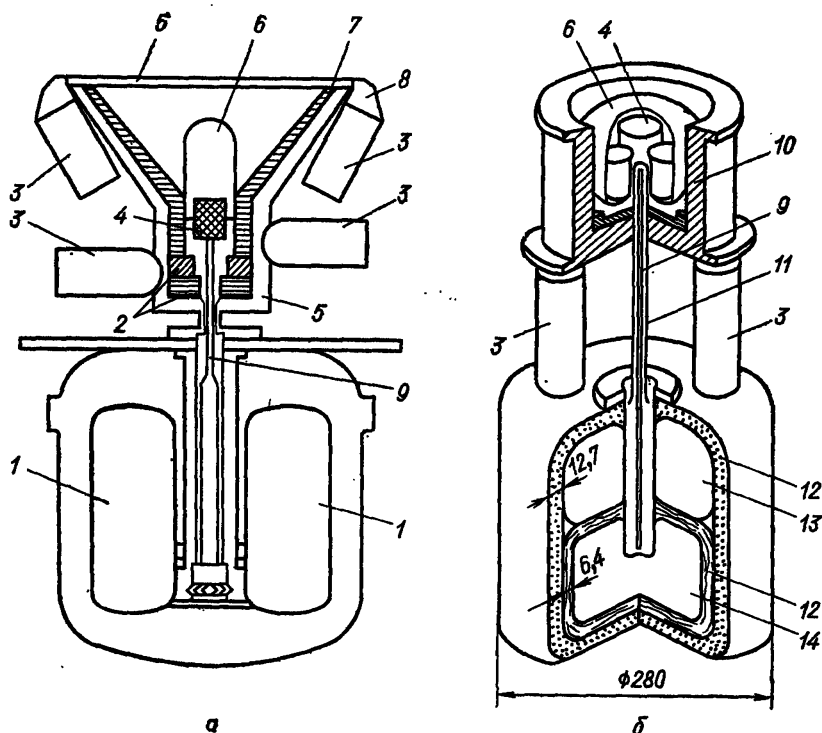


Рис. 63. Устройство детектирования Ge(Li)-спектрометра с одним (а) и тремя (б) кристаллами:

1 — твердый CO₂; 2 — нержавеющая сталь; 3 — ФЭУ; 4 — Ge (Li)-детектор; 5 — пластический сцинтиллятор; 6 — вакуумный колпак; 7 — защита; 8 — световод; 9 — хладопровод; 10 — CsI (Tl); 11 — вакуумный экран; 12 — многослойная теплоизоляция; 13 — сосуд с аммиаком; 14 — сосуд с этиленом

объемом 50 см³, находящийся в контейнере, изолированном от остальных элементов прибора. Основание контейнера соединено через медный хладопровод с криостатом, заполненным твердым углекислым газом. Испаряясь, углекислый газ про-

ходит через вентиль в открытый космос (температура сублимации около 126 К). После установления равновесия в контейнере поддерживалась температура 130 ± 1 К до тех пор, пока охладитель полностью не испарялся (около семи месяцев). Одна из проблем при создании таких холодильников — стремление сделать его более компактным для сокращения массы и габаритов и в то же время уменьшить теплопередачу от охлаждаемых устройств к другим элементам прибора.

Для повышения чувствительности используют многодетекторные устройства. Например, для объекта НЕАО был разработан спектрометр с четырьмя кристаллами Ge(Li) объемом по 60 см^3 каждый и с двухкаскадным аммиачно-метановым холодильником (масса 195 кг, $T=88$ К). На рис. 63, б показана схема другого спектрометра с тремя детекторами объемом до 80 см^3 , кристаллом защиты CsI(Na) и аммиачно-метановым холодильником массой 17 кг ($T \approx 100$ К) [119].

Энерго-угловые спектрометры γ -излучения с энергией $E_\gamma \leq 10$ МэВ стационарных источников. Для построения спек-

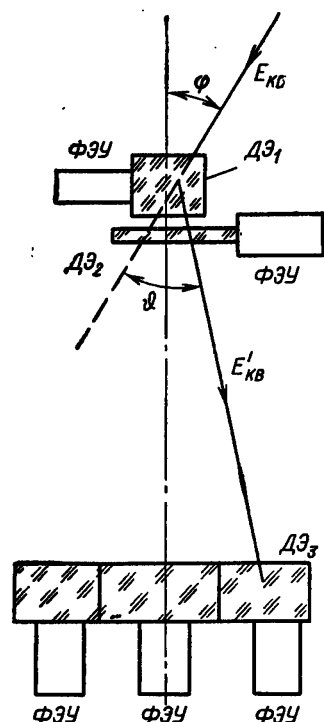


Рис. 64. Детектор сцинтилляционного спектрометра с двойным комптоновским рассеиванием

трометров этого вида хорошие результаты дает метод двойного комптоновского рассеяния. Использование комптоновского рассеяния, преобладающего в рассматриваемом диапазоне энергий, обеспечивает достаточно высокую эффективность детектирования; однозначная связь между энергиями вторичных частиц и углами рассеяния (см. § 2.2) позволяет получить удовлетворительное угловое разрешение. Сцинтилляционный вариант детектора такого спектрометра приведен на рис. 64 [158]. Он состоит из трех детектирующих элементов: $ДЭ_1$ — сцинтиллирующая пластмасса размером $15 \times 15 \times 15$ см, в которой происходит первое рассеивание γ -квантов; $ДЭ_3$ — также сцинтиллирующая пластмасса размером $60 \times 60 \times 20$ см и $ДЭ_2$ — сцинтиллятор-режектор фона заряженных частиц. Расстояние между $ДЭ_1$ и $ДЭ_3$ равно 1,2 м. Логическое устройство спектрометра отбирает события, в ходе которых γ -кванты испытывают последовательные рассеяния в $ДЭ_1$ и $ДЭ_3$. Угол θ , под которым γ -кванты рассеиваются по отношению к начальному направлению, как следует из уравнения (2.60), равен

$$\cos \theta = 1 - (mc^2/E'_{\text{кв}}) + (mc^2/E_{\text{кв}}), \quad (5.3)$$

причем $E_{\text{кв}} = E_{\text{кв}} + E'_e$, где E'_e — энергия электрона отдачи при первом рассеивании. Эта энергия определяется измерением амплитуды сигнала с выхода ДЭ_1 . Энергия $E'_{\text{кв}}$ оценивается по измерению амплитуды сигнала в ДЭ_3 . Неточность этой оценки определяет погрешность измерения угла θ .

Точность измерения угла можно повысить, применяя в качестве ДЭ_1 и ДЭ_3 позиционно-чувствительные детекторы. Практически такой телескоп выполнен с использованием жидкостного ксенонового счетчика (ДЭ_1) и многослойной проволоочной камеры, заполненной жидким ксеноном (ДЭ_3), обеспечивающей полное поглощение вторичных квантов $E'_{\text{кв}}$. Более подробное описание телескопа дано в работе [6].

Энерго-угловые спектрометрические системы для изучения γ -вспышек. Спектрометры для исследования параметров γ -вспышек и определения координат их источников должны удовлетворять двум противоречивым требованиям. Поскольку координаты источников вспышек заранее не известны, детекторы должны быть по возможности широкоугольными, т.е. иметь угол зрения, сравнимый с 4π . В то же время для определения координат источников необходимо, чтобы угловое разрешение спектрометра было достаточно высоким. Этим требованиям удовлетворяют два метода измерения.

Первый основан на измерении моментов начала вспышки с помощью нескольких всенаправленных ДЭ , размещенных на нескольких аппаратах, достаточно удаленных друг от друга [159]. В двухдетекторной системе с расстоянием между ДЭ , равным L , и углом между прямой, соединяющей оба ДЭ , и направлением на источник, равным θ , разность моментов обнаружения вспышки обоими детекторами, очевидно, определяется соотношением

$$\tau = L \cos \theta / c. \quad (5.4)$$

Решив это уравнение относительно θ , найдем

$$\theta = \arccos (\tau c / L). \quad (5.5)$$

Основной вклад в погрешность измерения угла дает неточность измерения τ . Продифференцировав (5.4), получим

$$\Delta \theta = (c / L \sin \theta) \Delta \tau. \quad (5.6)$$

Последнее уравнение определяет требование к базовому расстоянию L , необходимому для достижения требуемой точности при известной погрешности $\Delta \tau$ (заметно зависящей от интенсивности вспышки). Если принять $\Delta \theta = 1^\circ \approx 0,017$ рад, $\Delta \tau = 10^{-2}$ с, то требуемое базовое расстояние $L = c \Delta \tau / \Delta \theta \sin \theta \approx 1,8 \cdot 10^{10}$ см, что соответствует примерно 30 земным радиу-

сам. Увеличение базы до 1 а.е. позволит уменьшить $\Delta\theta$ до нескольких угловых секунд.

Отметим, что система из двух разнесенных ДЭ определяет множество возможных направлений, образующих коническую поверхность, пересекающую небесную сферу по некоторой окружности. Для выделения единственного направления необходимо большее число ДЭ. При этом каждая пара дает на сфере свою окружность возможных направлений; пересечение этих окружностей и определяет искомое направление.

Второй метод основан на сопоставлении скоростей счета нескольких различно ориентированных ДЭ с ограниченным углом зрения на одном аппарате. Принцип его рассмотрим на примере применения трех идентичных плоских ДЭ с углом зрения 2π , ортогонально ориентированных друг к другу (нормали к поверхностям детекторов образуют ортогональную связку). Если на эту систему ДЭ падает направленный поток излучения плотностью Φ_γ , образующий углы θ_1 , θ_2 и θ_3 с нормальными к детекторам, то справедливы следующие соотношения (предполагается, что эффективность регистрации γ -квантов близка к единице):

$$n_i = \Phi_\gamma S_i \cos \theta_i \quad (i = 1, 2, 3);$$

$$\sum_{i=1}^3 \cos^2 \theta_i = 1, \quad (5.7)$$

где n_i — средняя частота импульсов i -го детектора, а S_i — его площадь. Решение этой системы дает значения плотности потока излучения Φ_γ и углов θ_1 , θ_2 и θ_3 , характеризующих направление потока. Различные варианты спектрометров, использующих указанный принцип, предполагается использовать в ближайшие годы в серии экспериментов по изучению γ -вспышек.

Энерго-угловые спектрометры для $E_\gamma > 10$ МэВ. В этом диапазоне энергий основной механизм взаимодействия γ -квантов со средой — образование электрон-позитронных пар. Его чаще всего и используют в энерго-угловых спектрометрах. Чувствительным элементом детектирующего устройства служит пластина-конвертор (одна или несколько), в которой γ -кванты передают свою энергию электрон-позитронной паре. Следующие за конвертором элементы образуют телескоп, выполняющий три функции: а) идентификация γ -квантов и режекция заряженных частиц; б) определение направлений вторичных частиц, по которым затем восстанавливается направление γ -кванта как продолжение биссектрисы угла разлета пары и в) измерение энергии или скорости вторичных частиц. Наиболее широкое распространение на практике получили два вида телескопов: на основе искровых камер в комбинации с детекторами полного поглощения и на основе счетчиков Черенкова.

Типичный телескоп первого вида, описанный в работе [144], приведен на рис. 65. Он состоит из двух ИК, каждая из которых содержит 16 многонитевых модулей, проложенных вольфрамовыми пластинами толщиной $d=0,01$ см, что соответствует 0,03 радиационной длины. Пластины верхней ИК выполняют две функции: конвертируют энергию квантов в энергию вторичных частиц и рассеивают эти частицы на небольшие углы; измерение средних углов рассеяния позволяет оценить энергию частиц. Пластины нижней ИК служат только для оценки энергии по среднему углу рассеяния. Гамма-кванты

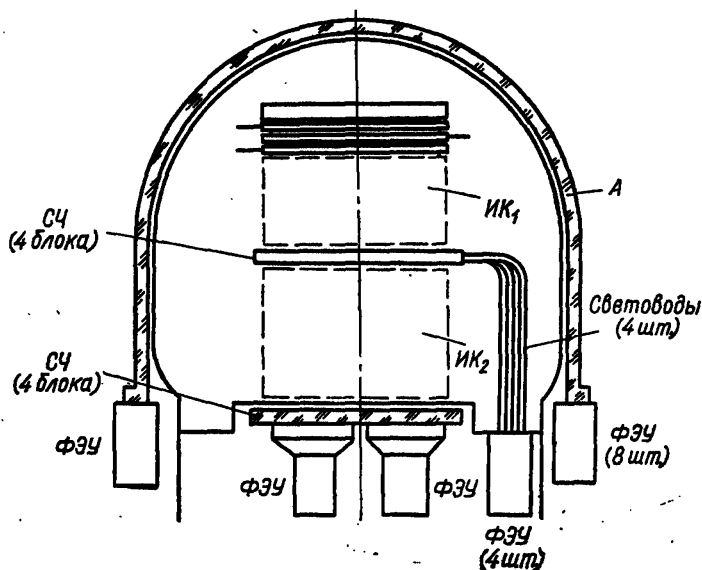


Рис. 65. Детектор гамма-телескопа SAS-B

идентифицируют с помощью следующих элементов телескопа: защитного колпака А из сцинтиллирующей пластмассы, окружающего ИК₁ и ИК₂; пластмассового сцинтиллятора С_ц, проложенного между обеими ИК, и направленного счетчика Черенкова С_ч, чувствительного к заряженным частицам, падающим сверху. Импульсы высокого напряжения подаются на обе ИК при логической комбинации сигналов А, С_ц, С_ч. Отметим, что сцинтилляционный счетчик С_ц отбирает только такие γ -кванты, которые конвертируются в пары только в пластинах верхней ИК. Эффективная площадь, ограниченная размерами черенковского радиатора, составляет около 540 см²; телесный угол, в пределах которого воспринимаются γ -лучи, составляет около 0,25 ср; эффективность детектирования γ -квантов с энергией 100 МэВ примерно равна 20%, и погрешность измерения

направления близка к 1,5%. Оценка энергии по среднему углу рассеяния давала удовлетворительные результаты до значений $E_\gamma \approx 200$ МэВ. Плотность потока γ -квантов с более высокой энергией определяли в интеграле.

Рассмотренный телескоп типичен для приборов этого вида, хотя в некоторых деталях разновидности могут и отличаться. Так, в работе [143] использовали ИК с пластинчатыми электродами (и оптическим считыванием), что позволило увеличить площадь до 3000 см². В телескопе COS-B вместо нижней ИК был установлен сцинтилляционный счетчик полного поглощения, что повысило точность измерения энергии. В телескопе «Гамма-1», разработанном группой сотрудников Московского инженерно-физического института, в качестве детектора энергий использовали ливневый калориметр, что позволило расширить диапазон энергий в сторону более высоких значений.

Телескопы с ИК представляют собой весьма совершенные, обладающие высокими характеристиками, но и очень сложные приборы (как в конструктивно-технологическом, так и электронном отношении). Увеличение их чувствительности сопряжено с увеличением объема телескопа и, следовательно, с увеличением массы, достигающей нескольких сот и тысяч килограмм, и объема электронного оборудования. Поэтому перспективным кажется второй метод создания гамма-телескопов для регистрации квантов высоких энергий, основанный на применении больших газовых счетчиков Черенкова. Один из первых вариантов телескопов этого вида, рассчитанный на детектирование γ -квантов с энергией $E_\gamma \geq 10$ МэВ, приведен на рис. 66 [160].

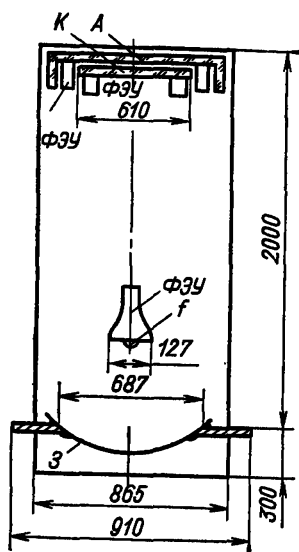


Рис. 66. Счетчик Черенкова как детектор гамма-телескопа

Телескоп состоит из следующих элементов: защитного сцинтиллятора антисовпадений A , сцинтиллятора-конвертора K , фокусирующего зеркала $З$ и фотоумножителя ФЭУ, центр катода которого совмещен с фокусом зеркала. Элементы помещены в корпус, наполненный пропаном ($p=100$ кПа) — радиатором излучения Черенкова, для которого $\eta=n-1=0,001$, что соответствует пороговой энергии для электронов $E_{\text{пор}}^e = 15$ МэВ и для протонов $E_{\text{пор}}^p = 28$ ГэВ. В отличие от рассмотренных выше телескопов с ИК, в этом телескопе используется

преобразование энергии квантов E_γ в энергию комптоновских электронов, так как, желая совместить функции конвертора и сцинтилляционного элемента телескопа, авторы использовали материал с низким Z . Оптимальная толщина конвертора была найдена равной примерно 25 мм, что соответствует эффективности преобразования около 2—3%. Увеличение толщины, как показали исследования, ведет к значительному рассеянию вторичных электронов, вследствие чего результирующая чувствительность уменьшается.

При энергии квантов $E_\gamma > 10$ МэВ большинство комптоновских электронов движется внутри конуса с углом $\theta \leq 5^\circ$ относительно направления γ -квантов. Параметры радиатора, фокусирующего и воспринимающего элементов, выбраны так, чтобы ФЭУ воспринимал генерируемое в радиаторе черенковское излучение лишь тогда, когда траектории комптоновских электронов образуют с осью зрения угол, не превышающий 6° . Это определило и угловую чувствительность телескопа, которая в диапазоне энергий E_γ от 20 до 50 МэВ не превышает 7° . Логическая схема отбирала события вида A, K, Φ , причем в схему быстрых совпадений вводилась задержка τ сигнала K на время, равное распространению света до воспринимающего элемента. При базовом расстоянии $L \approx 200$ см $\tau \approx 7$ нс. Это повысило надежность отбора полезных событий.

Второй вариант счетчика Черенкова, рассчитанный на детектирование квантов более высоких энергий $E_\gamma > 80$ МэВ и на лучшее угловое разрешение $\theta \leq 1,5^\circ$, описан в работе [161]. Его основные отличия от рассмотренного выше состоят в следующем:

а) в качестве конвертора использована свинцовая пластина, конвертирование осуществлялось образованием пар;

б) вслед за конвертором помещен дополнительный тонкий сцинтиллятор, фиксирующий события, сопровождающиеся образованием электронно-дырочной пары в конверторе;

в) давление в счетчике снижено примерно до 15 кПа, что позволило уменьшить показатель преломления ($\eta = 7,3 \cdot 10^{-5}$), и пороговые энергии до уровня $E_{\text{пор}}^e \approx 42$ МэВ и $E_{\text{пор}}^p \approx 76$ МэВ, а также уменьшить углы излучения Вавилова — Черенкова до $\theta \approx \sqrt{2}\eta \approx 0,7^\circ$;

г) поскольку при уменьшении давления снижается интенсивность излучения Вавилова — Черенкова, генерируемого на единице длины траектории, примерно пропорционально η , базовое расстояние было увеличено до 500 см, чтобы получить сигнал на выходе счетчика достаточной амплитуды;

д) в фокальной плоскости было размещено 7 ФЭУ, и «центр тяжести» электрон-позитронной вилки определялся по распределению излучения Вавилова — Черенкова между этими ФЭУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика космоса. Маленькая энциклопедия. М., «Сов. энциклопедия», 1976.
2. Гальперин Ю. И., Горн Л. С., Хазанов Б. И. Измерение радиации в космосе. М., Атомиздат, 1972.
3. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. Пер. с англ. М., «Мир», 1976.
4. Мирошниченко Л. И. Космические лучи в межпланетном пространстве. М., «Наука», 1973.
5. Околоземное космическое пространство. Справочные данные. Под ред. Ф. С. Джонсона. Пер. с англ. М., «Мир», 1966.
6. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Лучков Б. И. Наблюдательная гамма-астрономия.—«Успехи физ. наук», 1974, т. 112, вып. 3, с. 491—515.
7. Гальперин Ю. И. Полярные сияния в магнитосфере. М., «Знание», 1975.
8. Радиационные пояса Земли и космические лучи. М., «Просвещение», 1970. Авт.: С. Н. Вернов, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев.
9. Roederer J. G. Planetary plasmas and fields. Preprint University of Denver. Denver, Colorado, 1975.
10. The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter: «Pioneer-10».—«J. Geophys. Res.», 1974, v. 79, N 25, p. 3489—3500. Auth.: J. H. Wolfe, J. D. Mihalov, H. R. Collard e. a.
11. The protons and electrons trapped in the Jovian dipole magnetic field region and their interaction with Io.—«J. Geophys. Res.», 1974, v. 79, N 25, p. 3522—3544. Auth.: J. A. Simpson, D. C. Hamilton, R. B. Mc Kiblen e. a.
12. Сурков Ю. А. Гамма-спектрометрия в космических исследованиях. М., Атомиздат, 1977.
13. Росси Б. Космические лучи. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1966.
14. Тиндо И. П. Рентгеновская астрономия. М., «Наука», 1975.
15. Фридман Г. Астрономия высоких энергий.—«Успехи физ. наук», 1974, т. 112, вып. 3, с. 518—532.
16. Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. Изд. 2-е. М., Атомиздат, 1972.
17. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Искажение спектральных распределений сигналами помехи.—В кн.: Тр. науч.-исслед. ин-та приборостроения. Вып. II. М., Атомиздат, 1966, с. 99—107.
18. Skyrme D. J. The passage of charged particles through silicon.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 57, N 1, p. 61—73.
19. Вавилов П. В. Ионизационные потери тяжелых частиц больших энергий.—«Журн. эксперим. и теор. физ.», 1957, т. 32, с. 920—923.
20. Bchsel H. Straggling and particle identification in silicon detectors.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 78, N 2, p. 277—284.
21. Григоров Н. Л., Раппопорт И. Д., Шестоперов В. Я. Частицы высоких энергий в космических лучах. М., «Наука», 1973.
22. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод в спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.

23. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Пер. с англ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
24. Медведев М. Н. Сцинтилляционные детекторы. М., Атомиздат, 1977.
25. The non-linear response of the plastic scintillator NE 102.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 57, N 1, p. 116—120. Auth.: G. D. Badhwar, C. L. Deney, B. R. Dennis, M. F. Kaplon.
26. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Избирательные радиометры. М., Атомиздат, 1975.
27. Современная ядерная электроника. Т. 1. Измерительные системы и устройства. М., Атомиздат, 1974. Авт.: И. С. Крашенинников, С. С. Курочкин, А. В. Матвеев, Е. И. Рехин.
28. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. М., Атомиздат, 1974. Авт.: С. А. Балдин, Н. А. Вартанов, Ю. В. Ерыхайлов и др.
29. Электронные методы ядерной физики. М., Атомиздат, 1973. Авт.: Л. А. Маталин, С. И. Чубаров, Л. А. Тимохин и др.
30. Чернявский А. Ф., Бекетов С. В., Потапов А. В. Статистические методы анализа случайных сигналов в ядерно-физическом эксперименте. М., Атомиздат, 1974.
31. Yarnold G. D., Bolton H. C. The electrostatic analysis of ionic beams.—«J. Scient. Instrum.», 1949, v. 26, N 2, p. 38—40.
32. Harrower G. A. Measurement of electron energies by deflection in a uniform electric field.—«Rev. Scient. Instrum.», 1955, v. 25, N 9, p. 850—854.
33. Грин, Прока. Электростатический спектрограф с плоскопараллельными пластинами.—«Приборы для науч. исслед.», 1970, т. 41, № 10, с. 20—25.
34. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М., «Наука», 1972.
35. Теодоридис, Паолини. Пропускание заряженных частиц цилиндрическим электростатическим анализатором.—«Приборы для науч. исслед.», 1968, т. 39, № 3, с. 38—42.
36. Коваленко В. Г., Поленов Б. В. Форма энергетических и угловых характеристик цилиндрических электростатических анализаторов.—В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. XII. М., Атомиздат, 1970, с. 216—229.
37. Ritchie R. H., Cheka J. S., Birkhoff R. D. The spherical condenser as a high transmission particle spectrometer.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1960, v. 6, N 1, p. 157—163.
38. Паолини, Теодоридис. Пропускание заряженных частиц сферическим электростатическим анализатором.—«Приборы для науч. исследований», 1967, т. 38, № 5, с. 3—12.
39. Теодоридис, Паолини. Угловая зависимость пропускания сферических электростатических анализаторов.—«Приборы для науч. исследований», 1969, т. 40, № 5, с. 3—13.
40. Мельников В. В., Савенко И. А., Савин Б. И. О применении электростатических анализаторов для изучения мягкой заряженной компоненты космического излучения.—«Геомагнетизм и аэронавтика», 1961, т. 1, № 6, с. 981—994.
41. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. Пер. с англ. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
42. Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Атомиздат, 1977.
43. Caini V., Forti P. A transistorized particle identifier.—«IEEE Trans.», 1966, v. NS-13, N 2, p. 10—17.
44. England J. B. A fast analogue particle identification system.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 106, N 1, p. 45—49.
45. A new particle identifier technique for $Z=1$ and $Z=2$ particle in energy range >10 MeV.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1964, v. 31, N 1, p. 1—12. Auth.: F. S. Goulding, D. A. Landis, J. Gerny, R. H. Phel.
46. Chaminade R., Falvre J. C., Pain J. Simple particle identifier.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 49, N 2, p. 217—219.

47. Ohkawa S., Husimi K. Analog particle identifier with a wide dynamic range of the $E/\Delta E$ ratio.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 116, N 1, p. 61—69.
48. Lewyn L. L. Pulse shape discriminator for X-ray proportional counter background reduction.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 82, N 2, p. 138—140.
49. Барабанов И. Р., Сюнтюрено О. В. Дискриминация импульсов по времени нарастания.—«Приборы и техника эксперимента», 1973, № 2, с. 95—97.
50. Хинтенбергер, Кёниг. Масс-спектрометры и масс-спектрографы с коррекцией аберраций изображений.— В кн.: Успехи масс-спектрометрии. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 26—45.
51. Климашов А. А., Коваленко В. Г. Узел детектирования ионов с использованием селектора скоростей.— В кн.: Ядерное приборостроение. Вопросы атомной науки и техники. Вып. 24. М., Атомиздат, 1974, с. 47—52.
52. Аллен. Электростатический анализатор с плоскопараллельными пластинами для исследования плазмы, создаваемой с помощью лазера.—«Приборы для науч. исследований», 1971, т. 42, № 10, с. 34—38.
53. Гофорт. Многоканальный масс-спектрометр ионов для исследования лазерной плазмы.—«Приборы для науч. исследований», 1973, т. 47, № 5, с. 14—19.
54. Орон, Пейс. Динамический масс-спектрометр для исследования лазерной плазмы.—«Приборы для науч. исследований», 1973, т. 44, № 9, с. 140—143.
55. Исследование ионов, образующихся при взаимодействии излучения лазера с веществом, с помощью масс-спектрометра.—«Журн. техн. физ.», 1968, т. 38, № 7, с. 1194—1196. Авт.: Ю. А. Быковский, В. И. Дорофеев, В. И. Дымкович и др.
56. Sullivan J. D. Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescope.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 95, N 1, p. 5—11.
57. Романов С. А., Березин Ю. Е. Пропускание заряженных частиц анализатором комбинированного типа. ИКИ АН СССР. Препринт Пр-40, 1970.
58. Крошкин М. Г. Физико-технические основы космических исследований. М., «Машиностроение», 1969.
59. Инженерный справочник по космической технике. Под ред. А. В. Солодова. Изд. 2-е. М., Воениздат, 1977.
60. Айнбунд М. Р., Вильдгрубе Д. С., Дунаевская Н. В. Вторично-электронные умножители ВЭУ-1 и ВЭУ-2.—«Приборы и техника эксперимента», 1973, № 1, с. 275.
61. Электронный умножитель с открытым входом.—«Электронная техника». Сер. 4, 1968, вып. 4, с. 45—50. Авт.: М. Р. Айнбунд, Н. В. Дунаевская, Б. А. Мамырин, Б. Н. Шустров.
62. Щелевые каналовые электронные умножители.—«Электронная техника». Сер. 4, 1973, вып. 6, с. 3—5. Авт.: М. Р. Айнбунд, Г. С. Вильдгрубе, Н. В. Дунаевская и др.
63. Айнбунд М. Р., Коваленко В. Г., Поленов Б. В. Характеристики канальных электронных умножителей с раструбом на входе.—«Приборы и техника эксперимента», 1974, № 4, с. 154—156.
64. Спиральные каналовые электронные умножители.—«Электронная техника». Сер. 4, 1975, вып. 9, с. 46—48. Авт.: М. Р. Айнбунд, Т. В. Демина, Е. А. Залесская и др.
65. Стритер, Хант мл., Мак-Ги. Зависимость выхода вторичных электронов для непрерывного динода от энергии бомбардирующих ионов.—«Приборы для науч. исследований», 1969, т. 40, № 2, с. 104—107.
66. Крендел Д. Х., Рей И. А., Сискерос С. Эффективность регистрации КЭУ ионов H^+ и H^- малой энергии.—«Приборы для науч. исследований», 1975, т. 46, № 5, с. 60—63.
67. Айнбунд М. Р., Гурьянов В. С. Зонные характеристики канальных

- электронных умножителей щелевого типа.—«Приборы и техника эксперимента», 1973, № 3, с. 181, 182.
68. Айбунд М. Р., Пронин В. П., Стожаров В. М. Исследование зонных характеристик канальных умножителей с раструбом.—«Приборы и техника эксперимента», 1974, № 4, с. 156—158.
 69. Айбунд М. Р. Влияние схемы включения каналového электронного умножителя на его параметры.—«Приборы и техника эксперимента», 1976, № 5, с. 202, 203.
 70. Визуализирующий рентгеновский детектор высокого разрешения.—«Приборы для науч. исследований», 1976, т. 47, № 3, с. 8—17. Авт.: Келлог, Генри, Марри и др.
 71. Некоторые характеристики микроканальных пластин.—«Приборы и техника эксперимента», 1975, № 1, с. 192—195. Авт.: Б. Н. Брагин, М. М. Бутслов, Л. Н. Иванова и др.
 72. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М., Атомиздат, 1969.
 73. Многоканальный модульный спектрометр электронов и протонов малых энергий.—«Приборы и техника эксперимента», 1971, № 6, с. 42—44. Авт.: О. Л. Вайсберг, Л. С. Журина, В. Г. Коваленко и др.
 74. Измерение частиц малой энергии на автоматических межпланетных станциях «Марс-2» и «Марс-3». Аппаратура и методика измерений.—«Космические исследования», 1973, т. XI, вып. 5, с. 738—742. Авт.: М. Р. Айбунд, А. В. Богданов, О. Л. Вайсберг и др.
 75. Beanland D. G., Freeman J. H. Ion beam studies. The modeling of electrostatic mirrors for the manipulation and focusing of heavy ions.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 136, N 3, p. 409—419.
 76. Прока, Рюдингер. Сведение к минимуму эффектов краевого поля в электростатических спектрографах с плоскостепенными пластинами.—«Приборы для науч. исследований», 1973, т. 44, № 9, с. 238—244.
 77. Опыт применения электростатического анализатора на спутнике «Космос-12».—«Геомagnetизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 1, с. 148—154. Авт.: В. В. Мельников, И. А. Савенко, Б. И. Савин, П. И. Шаврин.
 78. Электростатический тороидальный анализатор для исследования потоков заряженных частиц в космическом пространстве.—«Приборы и техника эксперимента», 1973, № 1, с. 43—45. Авт.: Г. И. Волков, Г. Н. Застенкер, В. Ф. Копылов и др.
 79. Сар-Эль. Анализатор типа цилиндрического зеркала с входной и выходной щелями на поверхности электрода.—«Приборы для науч. исследований», 1971, т. 42, № 11, с. 43—48.
 80. Сар-Эль. Характеристики цилиндрического конденсатора как анализатора нерелятивистских заряженных частиц.—«Приборы для науч. исследований», 1967, т. 38, № 9, с. 10—16.
 81. Аксела. Анализ энергетического распределения в цилиндрическом спектрометре электронов.—«Приборы для науч. исследований», 1971, т. 42, № 6, с. 61—63.
 82. Исследование электронно-оптических свойств электронного спектрометра с коаксиальными цилиндрическими электродами.—«Приборы для науч. исследований», 1970, т. 41, № 3, с. 41—45. Авт.: Аксела, Каррас, Песса, Суонинен.
 83. Зашквара В. В., Корсунский М. И., Космачев О. С. Фокусирующие свойства электростатического зеркала с цилиндрическим полем.—«Журн. техн. физ.», 1966, т. 36, вып. 1, с. 132—138.
 84. Хафнер, Симпсон, Кьюэтт. Сравнение анализаторов типа сферического дефлектора и типа цилиндрического зеркала.—«Приборы для науч. исследований», 1968, т. 39, № 1, с. 34—36.
 85. Коваленко В. Г., Поленов Б. В. Электростатический анализатор с собиранием широких пучков заряженных частиц.—«Журн. техн. физ.», 1974, т. 19, вып. 4, с. 878—880.
 86. Спектрометр энергий заряженных частиц с усовершенствованным электростатическим анализатором.—В кн.: Ядерное приборостроение. Вопросы атомной науки и техники. Вып. 34, 35. Т. 1. М., Атомиздат,

- 1977, с. 186—191. Авт.: А. Д. Вережкин, А. А. Климашов, В. Г. Коваленко и др.
87. Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М., «Энергия», 1967.
88. Спектрометр протонов малых энергий. Авт. свид. № 274.851.—«Бюл. изобрет. и открытий», № 8, 1971. Авт.: О. В. Козлов, Б. В. Поленов, Б. И. Хазанов, О. Л. Вайсберг.
89. Син, Шарп, Хейс. Бессеточный анализатор с тормозящим потенциалом для регистрации заряженных частиц очень малой энергии.—«Приборы для науч. исследований», 1976, т. 47, № 9, с. 22—33.
90. Вайсберг О. Л., Поленов Б. В., Хазанов Б. И. Энергетический масс-спектрометр ионов малых энергий.—В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. XIV. М., Атомиздат, 1971, с. 97—102.
91. О некоторых задачах исследования солнечного ветра на спутниках «Прогноз».—«Космические исследования», 1976, т. XIV, вып. 4, с. 569—577. Авт.: О. Л. Вайсберг, Ф. Камбу, А. В. Богданов и др.
92. Berthelier J. J. High time resolution measurement of low energy ions. Preprint GRI. St.—Maur, France, Sept. 1972.
93. Лэмптон, Переске, Раникон—электронно-оптический преобразователь с резистивным анодом.—«Приборы для науч. исследований», 1974, т. 45, № 9, с. 57—66.
94. Лэмптон, Малина. Система регистрации изображения на базе квадратного анода.—«Приборы для науч. исследований», 1976, т. 47, № 11, с. 43—46.
95. Сысов А. А., Чупахин М. С. Введение в масс-спектрометрию. М., Атомиздат, 1977.
96. Богданов А. В., Вайсберг О. Л., Поленов Б. В. Исследование характеристик энергетического масс-спектрометра ионов малых энергий.—В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. XV. М., Атомиздат, 1971, с. 11—17.
97. Эвальд, Зауэрман, Либль. Новый масс-спектрограф со стигматической фокусировкой. Устройство, характеристики и коррекция изображения.—В кн.: Успехи масс-спектрометрии. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 20—25.
98. Огильви, Киттридж, Уилкерсон. Селектор скоростей со скрещенными полями.—«Приборы для науч. исследований», 1968, т. 39, № 4, с. 18—24.
99. Enge H. A., Horn D. Performance of an energy—mass spectrograph for heavy ions.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1977, v. 145, N 2, p. 271—277.
100. A satellite-borne ion mass-spectrometer for the energy range 0 to 16 keV.—«Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 4, p. 499—521. Auth.: H. Balsiger, P. Eberhardt, J. Geiss e. a.
101. Структура области взаимодействия солнечного ветра с Венерой по измерениям характеристик потока ионов на АМС «Венера-9» и «Венера-10».—«Космические исследования», 1976, т. XIV, вып. 6, с. 827—838. Авт.: О. Л. Вайсберг, С. А. Романов, В. Н. Смирнов и др.
102. Приборы для плазменных измерений в космических исследованиях.—В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Ядерное приборостроение. Вып. 34, 35. Т. 1. М., Атомиздат, 1977, с. 168—179. Авт.: Л. С. Журына, Д. С. Захаров, А. А. Климашов и др.
103. Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 59, N 1, p. 45—55. Auth.: R. H. Pehl, F. S. Goulding, D. A. Landis, M. Lenzlinger.
104. Уша Е. Б. Усилитель на интегральных схемах для детекторов с большой выходной емкостью.—В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. 30, 31. М., Атомиздат, 1976, с. 157—159.
105. Гаценко Л. С., Федосеева О. П. Полностью обедненные дрейфовые детекторы.—«Приборы и техника эксперимента», 1974, № 4, с. 46—48.
106. Thin epitaxial silicon for dE/dx detectors.—«IEEE Trans», 1977, v. NS-24, N 1, p. 104—108. Auth.: C. J. Maggiore, P. D. Goldstone, G. K. Gruhn e. a.

107. Резников Р. С., Сельдяков Ю. П. Промышленные полупроводниковые детекторы. М., Атомиздат, 1975.
108. Полупроводниковые детекторы ионизирующих излучений. Детекторы нейтронов. Каталог. М., Изд-во В/О «Изотоп», 1974.
109. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. М., Атомиздат, 1962.
110. Bateman J. E. Some new scintillator-photodiode detectors for high energy charged particles.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 67, N 1, p. 93—102.
111. Bateman J. E. A solid-state scintillation detector for high energy charged particles.—«Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 71, N 3, p. 261—268.
112. Горн Л. С., Дружинин В. С., Иовлев М. В. Многофункциональное устройство амплитудного отбора для избирательной радиометрии.— В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. 22. М., Атомиздат, 1973, с. 44—48.
113. Krimigis S. M., Verzarin P. Implication on particle storage at the Sun from observations of solar-flare proton spectrum.—«J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 4, p. 792—807.
114. Fanselow J. L., Stone E. C. Geomagnetic cutoff for cosmic-ray protons for seven energy intervals between 1, 2 and 39 MeV.—«J. Geophys. Res.», 1972, v. 77, N 22, p. 3999—4009.
115. Lezniak J. A., Weber W. R. Solar modulation of cosmic-ray proton, helium nuclei and electrons.—«J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 7, p. 1605—1624.
116. West H. I., Buck R. M., Walton J. R. Electron pitch angle distributing through the magnetosphere as observed on OGO-5.—«J. Geophys. Res.», 1973, v. 78, N 7, p. 1064—1108.
117. Marbach J. R. An electron spectrometer for project Gemini.—«IEEE Trans.», 1966, v. NS-13, N 1, p. 464—467.
118. A european X-ray spectroscopy and polarimetry payload for Spacelab.—«Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 325—337. Auth.: R. D. Andresen, A. C. Brinkman, K. Beuermann e. a.
119. Nakano G. H., Imhof W. L., Reagan J. B. Cooled germanium spectrometers for X-and gamma-ray astronomy.— Ibid., p. 219—237.
120. Рентгеновские спектрометрические комплексы СКР-01 и СКР-02.— В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. 28. М., Атомиздат, 1975, с. 8—20. Авт.: С. И. Бабиченко, В. А. Склянкин, А. В. Шифрин, Е. К. Шеффер.
121. Клюквина Е. Ф., Чайковский В. Г., Богатова Е. П. Пропорциональный счетчик рентгеновского излучения с неограниченным ресурсом работы.— «Приборы и техника эксперимента», 1973, № 1, с. 71, 72.
122. Корнелл, Грейдер, Харри. Система пропорциональных счетчиков для исследования космических рентгеновских лучей малых энергий.—«Приборы для науч. исследований», 1968, т. 39, № 7, с. 3—9.
123. Бабиченко С. И., Мальков В. В., Склянкин В. А. Экспериментальные исследования пропорциональных проточных счетчиков рентгеновского излучения СРПП-30 и СРПП-31.— В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. XII. М., Атомиздат, 1970, с. 161—169.
124. Recent progress in the development of a gas scintillation proportional counter for X-ray astronomy.—«IEEE Trans.», 1977, v. NS-24, N 1, p. 810—816. Auth.: R. D. Andresen, E.—A. Leimann, A. Peacock e. a.
125. Burek A. Crystals for astronomical X-ray spectroscopy.—«Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 53—104.
126. Айнбунд М. Р., Заславский В. Я. Характеристики спирального канального умножителя в ультрамягком рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах.—«Приборы и техника эксперимента», 1975, № 5, с. 181—183.
127. Тютиков А. М. Электронные умножители открытого типа.—«Успехи физ. наук», 1970, т. 100, вып. 3, с. 467—503.
128. McKenzie D. L., Landecker P. B., Underwood J. H. Crystals and collimators for X-ray spectrometry.—«Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 125—139.

129. Aston L. W., Joki E. G., Salmon R. J. Design and fabrication of multigrad X-ray collimators.— Ibid., p. 159—170.
130. Collimators for soft X-ray measurements.— Ibid., p. 171—196. Auth.: R. L. Blake, P. F. Santos, D. M. Barbus e. a.
131. Мак Грат мл. Новая конструкция коллиматора для далекой ультрафиолетовой области спектра.— «Приборы для науч. исследований», 1968, т. 39, № 7, с. 87—89.
132. Van Beek H. F. A hard X-ray imaging collimator.— «Space. Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 197—204.
133. Андервуд. Усовершенствованный коллиматор для рентгеновского и коротковолнового ультрафиолетового излучений.— «Приборы для науч. исследований», 1969, т. 40, № 4, с. 29—31.
134. Oda M. High-resolution X-ray collimator with broad field of view for astronomical use.— «Appl. Opt.», 1965, v. 4, N 2, p. 143—145.
135. The modulation collimator in X-ray astronomy.— «Space Scient. Rev.», 1968, v. 8, N 3, p. 471—485. Auth.: H. Bradt, G. Garmino, M. Oda e. a.
136. The design and construction of modulation collimators.— «Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 148—151. Auth.: M. Oda, N. Muranaka, M. Matsuoka e. a.
137. Goodman N. B. The growth of deactivated layers of CsI (Na) scintillating crystals.— «Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 4, p. 425—435.
138. Holt S. S. Si (Li) X-ray astronomical spectroscopy.— «Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 205—218.
139. Детекторы рентгеновского излучения на основе теллурида кадмия.— «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 5, с. 391—394. Авт.: В. Ф. Кушнирук, Л. В. Маслова, О. А. Матвеев и др.
140. Nakano G. H., Imhof W. L., Kilner J. R. Application of Cd(Te) spectrometers for hard X-ray astronomy.— «Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 4, p. 437—443.
141. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применение. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
142. Колпаков И. Ф. Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физическом эксперименте. М., Атомиздат, 1974.
143. Board S. J., Dean A. J., Ramsden D. A sensitive telescope for gamma-ray astronomy at ballon altitudes.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 65, N 2, p. 141—151.
144. SAS-B digitized spark chamber gamma-ray telescope.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 98, p. 557—586. Auth.: S. M. Degdeyn, C. H. Ehrmann, C. E. Fichtel e. a.
145. Искровая камера. М., Атомиздат, 1967. Авт.: М. И. Дайон, Б. А. Долгошеин, В. И. Ефременко и др.
146. Коаксиальный анод для подавления фона в пропорциональных счетчиках.— «Приборы для науч. исследований», 1973, № 4, с. 44, с. 57—61. Авт.: Баннер, Краушаар, Мак-Каммон и др.
147. Подавление фона в рентгеновских спектрометрах.— В кн.: Ядерное приборостроение. Вып. 28. М., Атомиздат, с. 21—36. Авт.: С. И. Бабиченко, Д. А. Гоганов, Б. А. Ильин и др.
148. Горенштейн, Микиевич. Дискриминация корпускулярного фона в пропорциональном счетчике рентгеновских квантов по времени нарастания импульсов.— «Приборы для науч. исследований», 1968, т. 39, № 6, с. 14.
149. Rocket-borne celestial X-ray proportional counter system.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 96, N 3, p. 461—468. Auth.: G. A. Burginyon, C. M. Cornell, R. W. Hill, A. Iantuono.
150. Фокусирующий коллектор большой площади для регистрации космического рентгеновского излучения.— «Приборы для науч. исследований», 1973, т. 44, № 5, с. 1—6. Авт.: Горенштейн, Де Каприо, Чейз, Харрис.
151. Timothy J. G. Instrumentation for solar spectrophotometry at extreme ultraviolet and soft X-ray wavelengths.— «Space Scient. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 289—311.

152. X-ray spectroscopy with the ANS and HEAO-B satellites.— Ibid., p. 243—261. Auth.: H. W. Schnopper, J. P. Delvaille, A. Epstein e. a.
153. Wolf R. S. Columbia university OSO-8 instrument for stellar and solar X-ray spectroscopy and polarimetry.— Ibid., p. 263—276.
154. Поляриметр на графитовых кристаллах для рентгеновской астрономии.— «Приборы для науч. исследований», 1972, т. 43, № 7, с. 3—12. Авт.: Вайскопф, Бертельсдорф, Эпштейн и др.
155. Борковски, Копп. Детекторы нового типа, чувствительные к месту прохождения ионизирующей радиации.— «Приборы для науч. исследований», 1968, № 10, т. 39, с. 113—120.
156. Schmidt W. K. H. A proposed X-ray focusing device with wide field of view use in X-ray astronomy.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 127, N 2, p. 285—292.
157. Berthelsdorf R. F., Mitchell R. J., Culhane J. L. A new type of crystal spectrometer for cosmic X-ray studies.— «Space Scien. Instrum.», 1976, v. 2, N 1/2/3, p. 349—353.
158. Schönfelder V., Hirner A., Schneider K. A telescope for soft gamma-ray.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 107, N 2, p. 385—394.
159. Transient gamma-ray burst experiment.— In: Pioneer program. Amer. Research Center, Moffett field, California, 1975. Auth.: W. D. Evans, J. D. Conner, P. R. Higbie e. a.
160. Helmken H., Hoffman J. Gas Cerenkov detector for low energy gamma-ray astronomy.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 80, N 1, p. 125—128.
161. A large area Cerenkov telescope for high energy gamma-ray astronomy.— «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 95, N 1, p. 189—194. Auth.: P. Al-bats, S. E. Ball, J. P. Delvaille e. a.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адекватность преобразования 38

Амплитудный отбор 191

— двумерный 98

Анализатор 33, 67

— магнитный 82

— со скрещенными $\mathcal{E}$, B -полями 110, 113, 170

— с последовательными $\mathcal{E}$, B -полями 109, 161

— сферический 80, 146

— типа «зеркала» 73, 114, 145, 149

— тороидальный 147

— цилиндрический электростатический 75, 141

Антисовпадений отбор 218

Вавилова — Черенкова излучение 55

Видовая идентификация 88, 95

Вина фильтр 112, 170

Газовый спинтилляционный пропорциональный счетчик 206

Галактические космические лучи 25

Гамма-вспышка 31, 229

Гамма-источники 27, 203

Геометрическая эффективность 42, 118

— дифференциальная 118

Геометрический коэффициент 87

Детектор

— ионизационный 46, 62

— спинтилляционный 46, 62, 185, 212

Дифракционный кристалл 206

Дифференциальный спектр 32

Захваченная радиация 17, 23

Защита активная 103, 105

Ионизационное торможение 47, 99

Искровая камера 215, 231

Коллиматор 118, 208

Комптоновское рассеяние 57

— двойное 228

Логический отбор 191

Магнитосфера

— Земли 15

— Меркурия 19

— Юпитера 21

Микроканальные пластины 139, 165, 178, 208, 224

Многомерный спектр 35

Отбор по форме 218

Пары образование 58

Первичный преобразователь 33

Полупроводниковый детектор

— германиевый 213, 226

— кремниевый 181, 212

— пролетный 183

— теллурид-кадмиевый 213

Пробег 51

Проникающее излучение 44

Пропорциональный счетчик 204, 217

Радиационное поле 36

Радиационное торможение 54

Разрешение 43, 140

Рентгеновские источники 27, 202

Солнечная вспышка 12

Солнечные космические лучи 12

Солнечный ветер 10, 16

Спектрометр

— вида 197

— времяпролетный 70, 84

— с комбинацией времяпролетного и отклоняющего устройств 114

— дифракционный 70, 85, 222, 224

— массо-зарядовый 88, 159

— с отклоняющим электростатическим полем 69, 72

— с преобразованием энергия — заряд 66

— с тормозящим полем 69, 71, 151, 157
— с электростатическим анализатором и пропорциональным детектором 117
— угловой 118, 176
— энергетический 195, 198
Сублимация 128

Телескоп косого падения 219, 224
Тепловое излучение 127

Угол зрения 78, 81, 118, 124

Фокусировка частиц 70, 74, 76
Фоновое излучение 30
Формы импульса анализатор 103

Фотоэффект 56
Функция реакции 42

Черенковский счетчик 99, 214, 230
Чувствительность 42

Ширина канала 33
Шум 181
Шума уровень 43

Электронный умножитель
— вторичный 131
— каналовой 133, 208
Энерго-геометрический коэффициент 80, 81, 84
Эффективность регистрации 42, 133, 135

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Основные обозначения	6
Введение	8
Глава 1. Объекты радиационных измерений в космическом пространстве.	10
§ 1.1. Солнце и межпланетная среда	10
§ 1.2. Околоземное космическое пространство и пространство около других планет	14
§ 1.3. Галактическое и внегалактическое излучения	25
Глава 2. Основные принципы построения спектрометров ионизирующих излучений.	32
§ 2.1. Спектрометры и их характеристики	32
§ 2.2. Принципы измерения спектров энергий проникающих излучений	44
§ 2.3. Принципы спектрометрии частиц низкой энергии	69
§ 2.4. Методы массо-зарядовой спектрометрии	88
§ 2.5. Измерение угловых распределений	118
Глава 3. Спектрометры заряженных частиц малой энергии	127
§ 3.1. Особенности спектрометров заряженных частиц малой энергии для космических аппаратов	127
§ 3.2. Детектирующие устройства	130
§ 3.3. Спектрометры энергий	141
§ 3.4. Спектрометры заряда и массы	159
§ 3.5. Угловые спектрометры	176
Глава 4. Спектрометры проникающих заряженных частиц	180
§ 4.1. Детектирующие элементы и их основные параметры	180
§ 4.2. Особенности построения устройств амплитудного анализа	190
§ 4.3. Построение спектрометров заряженных частиц	195

Глава 5. Спектрометры электромагнитного излучения	201
§ 5.1. Особенности спектрометров электромагнитного излучения для космических аппаратов	201
§ 5.2. Элементы детектирующих устройств	204
§ 5.3. Пространственно-энергетические спектрометры рентгеновско- го излучения	217
§ 5.4. Пространственно-энергетические спектрометры γ -излучения	226
Список литературы	234
Предметный указатель	242

ИБ № 1010

Лев Соломонович Гори, Борис Исаакович Хазанов
СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ
НА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТАХ

Редактор В. К. Мелешко
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Переплет художника Л. А. Рабенау
Технический редактор Н. А. Власова
Корректор Н. С. Карцева

Сдано в набор 30.06.1978. Подписано к печати 19.10.1978.
Т-15894. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 2. Гарнитура
литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 15,5.
Уч.-изд. л. 16,14. Тираж 1250 экз. Зак. изд. 74060.
Зак. тип. 1650. Цена 2 р. 70 к.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.
Московская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательства, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

Атомиздат выпускает в свет в 1979 году книгу Курашова А. А. Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий. 18 л. В пер. 3 р. (книга объявлена в аннотированном плане Атомиздата на 1979 г., позиция 43).

В книге рассмотрены детекторы, используемые для идентификации ионизирующих излучений. Основное внимание уделено характеристикам, определяющим качество идентификации. Рассмотрены физические основы и разрешающая способность методов идентификации заряженных частиц, рентгеновских и гамма-квантов, нейтронов. Описаны методы и техника физических экспериментов, структурные решения аналоговых функциональных преобразователей сигналов от детекторов специализированных цифровых устройств и малых ЭВМ и дано их сравнение по некоторым показателям. Даны рекомендации по исследованию основных характеристик. Приведены типичные структурные схемы спектрометров с идентификаторами.

Книга рассчитана на специалистов, занимающихся регистрацией и идентификацией ионизирующих излучений и разработкой приборов, а также на аспирантов и студентов, специализирующихся в области экспериментальной ядерной физики и ядерной радиоэлектроники.

Книгу из серии «Библиотека по ядерной электронике». Авторы Горн Л. С., Хазанов Б. И., Хазанов Д. Б. Микропроцессоры в приборах для радиационных измерений. 7 л. 1 р. 10 к.

В книге рассмотрены вопросы, связанные с применением микропроцессоров в локальных (автономных) приборах для измерения процессоров, их построения и основные параметры и взаимодействия микропроцессоров с другими устройствами, ОЗУ, ПЗУ, устройствами ввода-вывода и т. п. Излагаются особенности программирования в микропроцессорных системах, рассматриваются соображения по выбору языка для программирования, вопросы отладки программ. Большое место уделено различным аспектам применения микропроцессоров в конкретных приборах и повышению с их помощью точности измерений, функциональных возможностей аппаратуры, использованию микропроцессоров для технической диагностики, управлению вводом-выводными устройствами и пр.

Книга рассчитана на широкий круг инженерно-технических работников, занятых разработкой и применением приборов для измерения ионизирующих излучений.

Заказы на книги направляйте в местные книжные магазины, распространяющие научно-техническую литературу и магазины — опорные пункты.

Сообщаем адреса магазинов — опорных пунктов Атомиздата:

г. Дубна, Московская обл., ул. Векслера, 11, книжный магазин «Эврика».

г. Ленинград, Пушкинская ул., 2, магазин № 5 «Техническая книга».

г. Минск, БССР, Ленинский проспект, 48, магазин № 13 «Техническая книга».

г. Москва, Г-19, проспект Калинина, 26, «Московский дом книги».

г. Обнинск, Калужская обл., ул. Мигунова, 4, магазин № 1.

г. Ульяновск, РСФСР, ул. Гончарова, 3, магазин № 9 «Техническая книга».

г. Харьков, УССР, ул. Свердлова, 17, магазин № 1 «Научная книга».

