

§ 108. Усовершенствование методов наблюдения и счета частиц

Многие приборы, сыгравшие основную роль в ядерных исследованиях, уже описаны в предыдущих главах, в частности в § 55, 91, 96. Усовершенствования, которые в последние годы были внесены в эти приборы, сделали некоторые из них неузнаваемыми.

Например, один из первых экспериментальных методов ядерной физики — счет *сцинтилляций* (стр. 238), применявшийся еще в

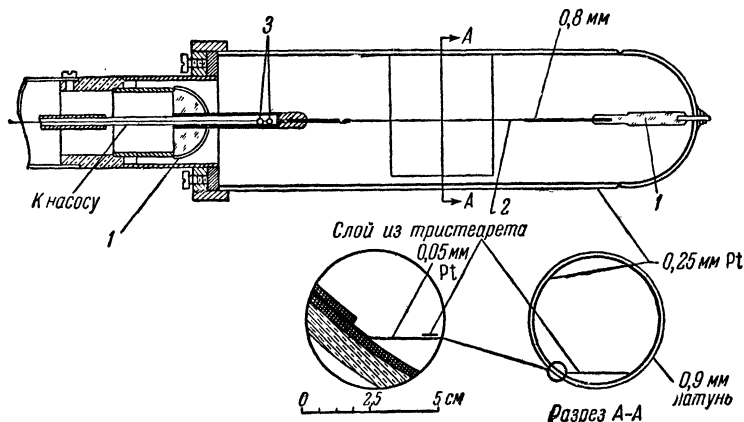


Рис. 401. Схема счетчика быстрых нейтронов:

1 — стеклянный изолятор; 2 — нить (0,1 мм Pt); 3 — отверстия для откачки.

конце прошлого столетия, сейчас снова широко используется в ядерных лабораториях. Но теперь счет сцинтилляций, который невероятно утомлял Резерфорда и его сотрудников, не производится визуально, а осуществляется чувствительным фотоэлементом. Исследуемые ионизирующие частицы заставляют проходить через кристаллы, в которых они вызывают вспышку свечения, например через кристалл антрацена, иодистого натрия, активированного таллия. Свет вспышек падает на катод фотоэлемента с электронным множителем вторичной эмиссии (т. II, § 55, 1959; в предыдущих изданиях § 97); импульс тока поступает в усилитель, где усиливается до такой величины, что под его действием срабатывает электромагнитный автоматический счетчик.

Счетчики Гейгера (стр. 239) в большинстве современных экспериментов группируют в осевые ряды («телескопические установки», стр. 479) и в слои (стр. 493), а создаваемые счетчиками электрические импульсы в несколько милливольт подают в электронные приборы, которые усиливают эти импульсы и осуществляют автоматическую регистрацию всех нужных видов совпадений. Такая уста-

новка, однажды налаженная, производит наблюдения без участия экспериментатора в течение любого времени.

Конструкцию самих счетчиков разнообразно видоизменяют в зависимости от их узко специализированного назначения. Для примера на рис. 401 показано устройство счетчика, регистрирующего быстрые нейтроны.

Сами нейтроны не производят ионизации газа в счетчике, но они выбивают протоны из водородсодержащего вещества, которое тонким слоем (посредством испарения в вакууме) наносится на платиновую фольгу, помещаемую в виде пятнышка диаметром 2—3 см на одной из сторон внутренней поверхности цилиндрического латунного катода.

Часто в качестве такой водородсодержащей мишени, облучаемой нейтронами, применяют тонкий слой тристеаретового глицерина. Протон, выбитый нейтроном из пятнышка-мишени, вызывает разрядный импульс.

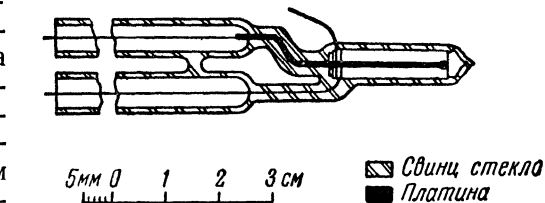


Рис. 402. Схема счетчика медленных нейтронов.

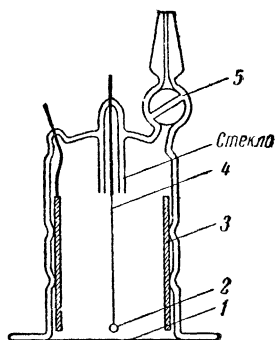


Рис. 403. Схема счетчика электронов:

1 — окошко; 2 — бусинка;
3 — катод; 4 — нить; 5 — кран.

2,5 Мэв; они производят сильную ионизацию газа в счетчике и вызывают разрядный импульс.

Счетчики для частиц, обладающих малой проникающей способностью, например для электронов с энергией порядка десятков килоэлектронвольт, устраивают с окошком, которое прикрыто тонким слюдяным листком толщиной в сотые доли миллиметра (рис. 403).

Для регистрации совпадений разрядных импульсов от группы счетчиков (например, в «телескопической установке», стр. 479) иногда применяют диоды, включенные параллельно, как показано на рис. 404. В этой схеме на катоды диодов подаются от счетчиков

1—4 положительные импульсы напряжения, которые препятствуют прохождению тока через диод. Внутреннее сопротивление диодов невелико, а сопротивление R_a в анодной цепи в сотни раз превышает

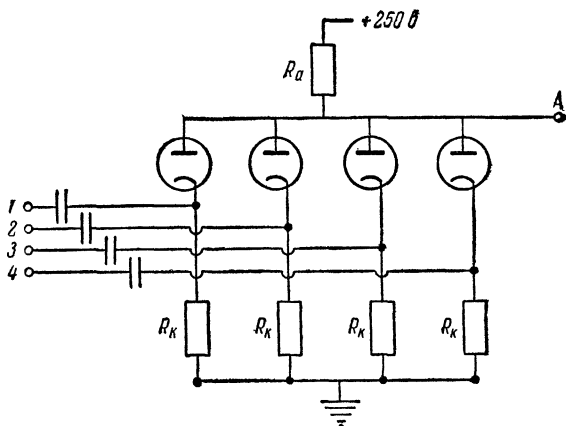


Рис. 404. Схема совпадений на диодах. $R_a=500$ ком,
 $R_K=700$ ом.

катодное сопротивление R_K . Поэтому даже тогда, когда ток идет всего через один диод, напряжение на выходе в точке A остается малым. Но если разрядные положительные импульсы от счетчиков одновременно подошли к катодам всех диодов, то потенциал в точке A мгновенно повышается, так как все диоды оказываются запертыми. Другая схема совпадений (на триодах) была пояснена на стр. 480.

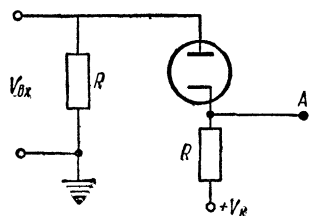


Рис. 405. Схема диодного дискриминатора импульсов.
 $R=100$ ком.

Обычно схемы, отмечающие совпадение разрядов в счетчиках, совмещены со схемой дискриминатора импульсов. Дискриминатор импульсов отбирает только те импульсы, величина которых превышает заранее заданное значение. Простейшая схема диодного дискриминатора импульсов напряжения показана на рис. 405. На катод диода через сопротивление R подается положительный потенциал V_k . Положительный разрядный импульс $V_{вк}$ подводится к аноду диода. Когда он меньше V_k , ток через диод, понятно, не проходит и потенциал на выходе в точке A остается неизменным; если же $V_{вк} > V_k$, то через диод идет ток и потенциал в точке A возрастает. Таким образом, меняя величину V_k , можно выделить импульсы различной величины. (При малой длительности импульса, меньшей чем 10 мксек, может проявиться влияние межэлектродной емкости дио-

да. В этом случае схему дополняют подачей к точке А через небольшой конденсатор нейтрализующего отрицательного импульса.)

Электронные аппараты, которые усиливают и регистрируют разряды в счетчиках, часто конструируют так, что аппарат отдельно регистрирует разрядные импульсы разной величины. Это позволяет сортировать частицы, проникающие в счетчик, по их ионизирующей способности.

Суммарную интенсивность корпускулярных лучей различной природы с большой точностью определяют, применяя *ионизационные камеры*, как это было пояснено на стр. 482. Прецизионные измерения с ионизационными камерами часто полностью автоматизируют и снимают показания электрометра на фотопленку. При большой мощности лучей ионизационные камеры нередко используют в приборах автоматического контроля.

Для регистрации и исследования частиц, движущихся со скоростями порядка скорости света (в частности, быстрых электронов

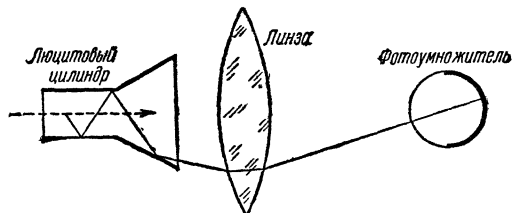


Рис. 406. Схема счетчика Черенкова.

и мезонов), в последние годы введен в употребление совершенно новый вид счетчика, основанного на использовании явления, открытого в 1934 г. московским физиком П. А. Черенковым. Эффект Черенкова (§ 48), в сущности, состоит как бы в отрыве электромагнитного поля от заряженной частицы, движущейся слишком быстро — быстрее фазовой скорости в среде, т. е. быстрее $\frac{c}{n}$, где n — показатель преломления среды. Фронт волны отрывающегося электромагнитного поля («излучения Черенкова») образует конус по направлению движения частицы с вершиной в точке, где находится частица. Схема *счетчика Черенкова* пояснена на рис. 406. Его существенной частью является цилиндр, изготовленный из прозрачного вещества с большим показателем преломления и с малой дисперсией. Чаще всего применяют плексиглас и люцит. Показатель преломления люцита $n=1,50$ и при изменении длины волны от 4400 до 5800 Å меняется только на 0,01. Вместо люцита и плексигласа иногда применяют прозрачные кристаллы хлористого серебра, имеющего показатель преломления 2,07. Траектория регистрируемой счетчиком частицы показана на рис. 406 пунктиром, а луч черенковского излучения этой частицы — сплошной линией. Этот луч, испытывая полное

внутреннее отражение, направляется собирающей линзой в фотоэлемент с электронным умножителем, где излучение Черенкова создает импульс, подаваемый далее в аппарат, который усиливает импульсы, сортирует их по величине и осуществляет их счет.

Импульсы тока, создаваемые счетчиками Черенкова, тем более велики, чем больше энергия излучающей частицы. Счетчики Черенкова оказались надежным и удобным прибором для регистрации

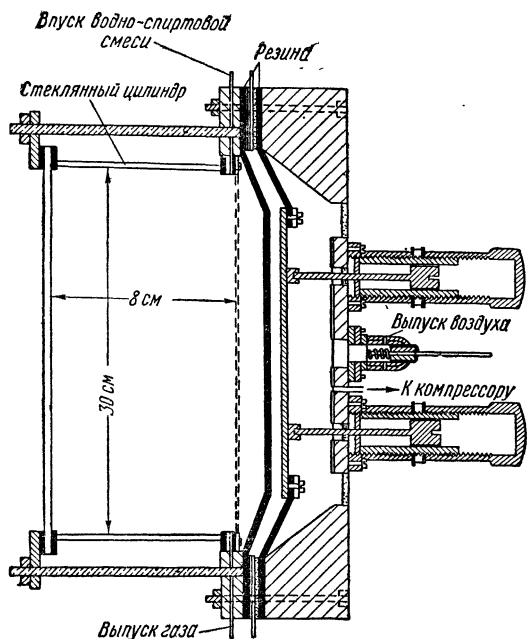


Рис. 407. Камера Вильсона усовершенствованной конструкции.

быстрых протонов и заряженных мезонов и попутного измерения их энергий. Эти счетчики позволяют измерять энергию протонов порядка сотен мегаэлектронвольт с точностью около 1%.

Применение счетчиков Черенкова чрезвычайно повысило требования к электронно-ламповым анализаторам импульсов, так как длительность импульсов, создаваемых этими счетчиками, чрезвычайно мала (меньше 0,01 мксек), а усиление столь кратковременных импульсов без их искажения сопряжено с серьезными трудностями.

На всех этапах развития ядерной физики исключительная по сво-

ему значению роль принадлежала камерам Вильсона (стр. 237) с отклонением исследуемых частиц магнитным и электрическим полями. Как уже упоминалось на стр. 479, в настоящее время при фотографировании треков частиц камера Вильсона часто управляется автоматически счетчиками и электронными приборами, регистрирующими совпадения показаний счетчиков.

С середины 30-х годов вместо камер с движущимся поршнем стали применять новые камеры, разработанные Вильсоном в 1933—1935 гг. В этих камерах дно имеет вид проволочной сетки, под которой расположена резиновая диафрагма, прижатая к сетке снизу сжатым воздухом. При выпуске сжатого воздуха из полости под диафрагмой резиновая диафрагма опускается и вызывает расширение

газа в рабочем объеме камеры. Такая камера в разрезе показана на рис. 407. Клапаны впуска и выпуска сжатого воздуха управляют автоматически (понятно, что отверстия для газонаполнения рабочего объема камеры в момент расширения перекрываются). Также автоматически производится и операция фотографирования.

Электромагниты, отклоняющие заряженные частицы в камере Вильсона, имеют большие размеры и создают на площади диаметром в 15—30 см поле порядка 20 000 э. Медная обмотка таких электромагнитов весит 1—3 т, а общий вес магнита часто превышает 10 т; для питания их требуется мощность порядка 100 квт и более.

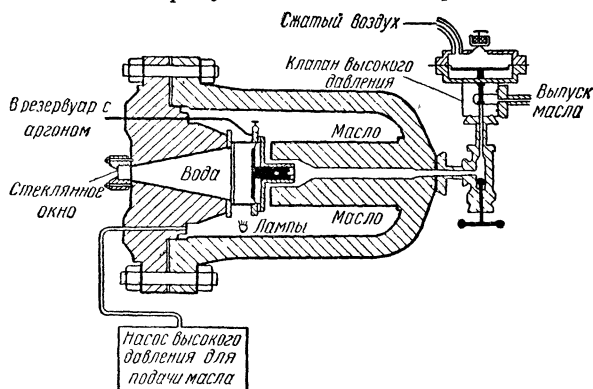


Рис. 408. Камера Вильсона с высоким давлением газа.

Чтобы проследить «историю частицы» (например, распад медленного мезона), нередко применяют камеры Вильсона с глубиной и диаметром более полуметра. Однако оказалось более удобным и во много раз более эффективным не увеличивать размер камер, а уменьшать пробег (и увеличивать таким образом отрезок «истории») наблюдаемой частицы, повышая давление в рабочем объеме камеры.

На рис. 408 показан разрез камеры Вильсона, в которой давление газа (аргона) в рабочем объеме камеры составляет 200 атм; пробег частицы, фотографируемой в такой камере, эквивалентен пробегу 60 м в газе нормальной плотности. Дном камеры Вильсона высокого давления служит подвижной поршень, соединенный с боковыми цилиндрическими стенками гибкой каучуковой диафрагмой. Стекланный цилиндр камеры имеет стенки толщиной 6—9 мм и окружен со всех сторон прозрачным маслом; масло находится в сжатом состоянии, и, таким образом, высокое давление в стекланный камере уравновешивается напряжением стального корпуса, разрез которого заштрихован на рис. 408. Этому стальному корпусу придана такая форма, чтобы он служил частью магнитной цепи, позволяющей получать в камере магнитное поле напряженностью порядка 10 000 э. Расширение газа в камере производится выпуском некоторого

объема сжатого масла, для чего служит кран высокого давления с пневматическим приводом. Фотографирование производится через стеклянное толстостенное окно, а лампы (капиллярные дуги с рефлекторами) помещены в масло у боковых стенок камеры.

Изучение треков заряженных частиц, имеющих весьма большую энергию движения и соответственно большой пробег, с 1954—1955 гг. стали проводить с помощью *пузырьковых камер*, содержащих перегретую жидкость (эфир, жидкий водород, жидкий гелий, жидкий ксенон). При резком уменьшении давления происходит закипание жидкости и пузырьки пара возникают прежде всего там, где жидкость подверглась ионизации. Ионы становятся центрами образования микроскопических пузырьков пара, которые на фотографии (снятой одновременно с уменьшением давления) очерчивают след движения ионизирующей частицы. В настоящее время в ряде лабораторий конструируются пузырьковые камеры с рабочим объемом по несколько десятков литров.

В последние годы ряд важных открытий в ядерной физике был сделан благодаря широкому применению *метода толстослойных пластинок* (стр. 486). Практика показала, что этот метод совмещает в себе чрезвычайную простоту и большую точность исследования. Фотопластинки, поднимаемые на шарах-зондах и ракетах в верхние слои атмосферы, позволяют изучать ядерные превращения, вызываемые частицами космических лучей с энергиями, в тысячи раз превышающими максимальную энергию частиц, ускоренных в лабораторных условиях. Вместе с тем фотопластинки пригодны также и для регистрации частиц небольшой энергии.

Современные толстослойные фотопластинки изготовляют из эмульсий с очень малым размером зерен бромистого серебра и с малым расстоянием между зернами. При скоростях, близких к скорости света, частицы производят слабую ионизацию и делают способными к проявлению далеко не каждое заданное ими зернышко галоидного серебра; при меньших скоростях проявленный след частицы в эмульсии выглядит густым. Измерение (при больших увеличениях микроскопа) пробега частицы в эмульсии позволяет судить об энергии частиц, остановившихся в эмульсии, с точностью до 0,5%. Применяя для изучения следов частиц в эмульсиях огромные увеличения, оказалось возможным проследить, как нарушается прямолинейность траектории быстрой частицы, когда она попадает в электрическое поле встреченного ею атомного ядра. Измеряя средний угол этих микроскопических изломов траекторий, вычисляют импульсы частицы, пронизавший слой эмульсии.

Корпускулярные лучи, однородные по природе частиц, в большинстве случаев содержат частицы, движущиеся с разными скоростями. Расчленение такого потока частиц на отдельные пучки с одинаковой энергией (на «мономатические пучки») в случае заряженных частиц проще всего осуществляется отклоняющим действи-

ем магнитного поля. Но этот метод *магнитных спектрометров* неприменим к нейтронам. Вместе с тем для многих исследований (в частности, для изучения резонансного поглощения нейтронов; § 107, 117), а в будущем, вероятно, и для практических применений важно разделять пучки тепловых нейтронов, имеющих разнообразные скорости, распределенные по закону Максвелла, на пучки нейтронов с одинаковой энергией. Этому достигают, используя волновые свойства нейтронов и руководствуясь методом, аналогичным дифракции электронов от монокристаллов (§ 62).

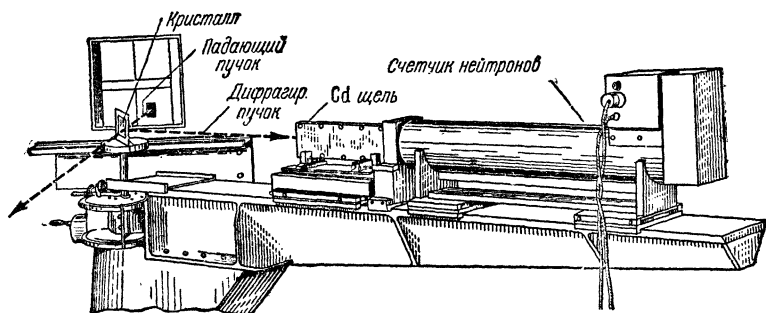


Рис. 409. Нейтронный спектрометр.

Устройство *нейтронного спектрометра* пояснено на рис. 409. Пучок нейтронов (обычно из ядерного реактора) направляют на монокристалл, например на кристалл каменной соли, помещенный на столике спектрометра. Отражение нейтронов от монокристалла происходит по закону Вульфа — Бреггов $n\lambda = 2d \sin \theta$ (§ 30), где λ — длина волны, определяемая уравнением де Бройля (§ 62): $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$. Для тепловых нейтронов с энергией порядка 0,1 эв длина волны получается близкой к 1 Å. От кристалла под определенным углом θ отражаются нейтроны, длина волны которых (а стало быть, и энергия) строго соответствует закону Вульфа — Бреггов. Чтобы окончательно отделить этот монокроматизированный пучок от пучков нейтронов, которые испытывают отражение под углами, близкими, но не равными θ , и имеют поэтому несколько отличающуюся энергию, отраженный (дифрагированный) пучок пропускают через узкую щель между пластинами, сделанными из вещества, сильно поглощающего тепловые нейтроны, например изготовленными из кадмия. Понятно, что интенсивность отраженного монокроматического пучка нейтронов будет значительной только в том случае, если весьма велика суммарная интенсивность падающего пучка. Поэтому для выделения монокроматических пучков нейтронов пользуются мощным потоком тепловых нейтронов ядерных реакторов.