

б) Протонные ускорители на встречных пучках.

Е, ГэВ	Год ввода в строй	Страна, город
30 · 2	1971	Швейцария, Женева

в) Электрон-позитронные ускорители на встречных пучках.

Е, ГэВ	Год ввода в строй	Страна, город
0,55 · 2	1966	СССР, Новосибирск
4,2 · 2	1972	США, Стэнфорд
4,5 · 2	1974	ФРГ, Гамбург
19 · 2	1978	ФРГ, Гамбург

Мощные ускорители представляют весьма дорогостоящее сооружение. Поэтому получает распространение строительство и эксплуатация ускорителей совместно многими странами.

§ 3. Источники нейтронов и других нейтральных частиц

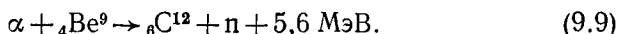
1. Создание хороших (т. е. достаточно интенсивных и монохроматичных) источников нейтронов является сложной задачей, поскольку нейтроны нельзя ни ускорять, ни фокусировать электромагнитными полями. Поэтому точность измерений при работе с нейтронами при одинаковой трудоемкости существенно ниже, чем при работе с заряженными частицами.

Во всех источниках нейтроны образуются в результате ядерных реакций. Возникшие в результате реакции нейтроны либо используются непосредственно, либо предварительно замедляются. В используемых в ядерной физике источниках заряженных частиц и γ -квантов энергия частиц должна быть не ниже нескольких МэВ, а в большинстве случаев выше десяти МэВ, так как в противном случае ядерные реакции не идут из-за пороговых и барьерных эффектов. Напротив, нейтроны не подвержены действию кулоновского барьера и вступают в экзотермические реакции со всеми ядрами (кроме ${}^2\text{He}^3$ и ${}^2\text{He}^4$). Поэтому согласно закону « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4, п. 3) взаимодействие нейтронов с ядрами крайне интенсивно при энергии нейтрона, близкой к нулю. Этим объясняется важность источников медленных (с энергией порядка $1/40$ эВ) нейтронов.

Нейтронный источник характеризуется интенсивностью (т. е. числом нейтронов, вылетающих за секунду) и энергетическим спектром. Для многих целей оказываются полезными импульсные источники, интенсивность которых характеризуется числом нейтронов

в импульсе и числом импульсов в единицу времени. Важной характеристикой импульсного источника является длительность импульса. Нейтронные источники можно разделить на три группы. В первую группу входят источники, в которых нейтроны создаются в реакциях, вызываемых радиоактивными излучениями. Во вторую группу входят источники, в которых нейтроны создаются в реакциях, производимых частицами, вылетающими из ускорителей. В третью группу входят ядерные реакторы различных типов.

2. Самые первые источники нейтронов были основаны на использовании реакции



В этих источниках α -частицы излучаются в процессе распада какого-либо α -активного изотопа: радия ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, полония ${}_{84}\text{Po}^{210}$, плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ и др.

Устройство такого источника предельно просто. В герметичную ампулу помещается смесь бериллия с α -активным препаратом, например с полонием. Полоний испускает α -частицы с энергией $E_\alpha = 5,3 \text{ МэВ}$. Эти α -частицы не могут выходить из ампулы из-за ничтожно малых пробегов α -частиц (см. гл. VIII, § 2, п. 7). Внутри ампулы α -частицы вступают в реакцию (9.9), создавая нейтроны, которые свободно выходят наружу.

Энергия получающегося нейтрона зависит от угла между импульсами α -частицы и нейтрона, а также от степени замедления α -частицы перед столкновением и от рассеяния нейтрона внутри источника.

Энергетический спектр нейтронов полоний-бериллиевого источника приведен на рис. 9.5. Как видно из рисунка, этот спектр непрерывен и простирается примерно от 0,5 до 10 с небольшим МэВ. Полониевый источник дает интенсивность $3 \cdot 10^6$ нейтронов в секунду на 1 кюри полония. Его особым достоинством является очень незначительный фон γ -излучения, который является нежелательным. Недостатком является малый период полураспада полония (140 дней). Радий-бериллиевый источник имеет практически неограниченный срок действия (период полураспада радия равен 1600 годам) и в шесть раз большую интенсивность, чем полоний-бериллиевый. Но зато у радий-бериллиевого источника очень велик фон γ -лучей. После освоения промышленного производства плутония стало возможным изготовление плутоний-бериллиевых источников,

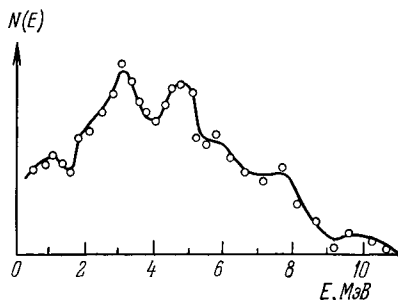
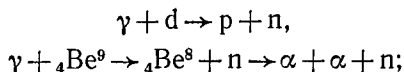


Рис. 9.5. Энергетический спектр $N(E)$ нейтронов из полоний-бериллиевого источника.

у которых мал фон γ -лучей и велик срок службы (период полураспада плутония равен $2,3 \cdot 10^4$ лет). Интенсивность этого источника равна $1,7 \cdot 10^6$ нейтронов на 1 кюри плутония.

Достоинства α -нейтронных источников — простота, портативность, дешевизна, неплохая интенсивность. Основной недостаток — большой разброс по энергиям вылетающих нейтронов.

Для получения относительно монохроматических нейтронов с энергиями 0,1—1 МэВ используются источники, основанные на эндотермических реакциях



при этом γ -излучение создается каким-либо радиоактивным изотопом ($_{11}\text{Na}^{24}$, $_{31}\text{Ga}^{72}$, $_{51}\text{Sb}^{124}$ и др.). Энергии γ -квантов, испускаемых в радиоактивных распадах, не превышают нескольких МэВ. Именно поэтому в качестве мишеней могут служить только дейтерий и бериллий, у которых энергии отделения нейтрона аномально низки (2,23 и 1,67 МэВ соответственно).

Интенсивность γ -нейтронных радиоактивных источников примерно на два порядка ниже α -нейтронных, но зато они сравнительно моноэнергетичны благодаря тому, что при одной и той же энергии порядка нескольких МэВ импульс фотона почти на два порядка меньше импульса α -частицы. Комбинируя различные γ -излучатели с дейтерием и бериллием, можно получать нейтроны различных энергий от 0,12 до 0,87 МэВ. Характеристики некоторых γ -нейтронных источников приведены в табл. 9.1.

Таблица 9.1. Характеристики некоторых γ -нейтронных источников

Тип источника	$T_{1/2}$	E_γ , МэВ	E_n , МэВ
$_{11}\text{Na}^{24} + \text{D}_2\text{O}$	14,8 ч	2,76	0,2
$_{11}\text{Na}^{24} + {}_4\text{Be}^9$	14,8 ч	2,76	0,8
$_{25}\text{Mn}^{56} + \text{D}_2\text{O}$	2,6 ч	2,7	0,2
$_{49}\text{In}^{116} + {}_4\text{Be}^9$	54 мин	1,8; 2,1	0,3
$_{57}\text{La}^{140} + {}_4\text{Be}^9$	40 ч	2,5	0,6

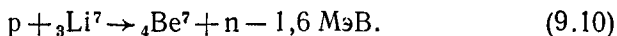
Серьезным недостатком этих источников наряду с низкой интенсивностью является высокий фон γ -излучения и малое время жизни. Альфа-нейтронные и гамма-нейтронные источники применяются в прикладных исследованиях (особенно в полевых условиях) как небольшие лабораторные источники, а также для калибровки нейтронных детекторов.

3. Повышение интенсивности ускорителей заряженных частиц сделало возможным широкое применение этих установок для полу-

чения нейтронов самых различных энергий от десятков кэВ до сотен и даже тысяч МэВ. Общая схема получения нейтронов та же, что и в радиоактивных источниках: пучок заряженных частиц из ускорителя налетает на мишень, в которой происходит реакция, ведущая к вылету нейтрона.

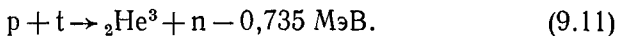
Главным достоинством ускорительных источников является то, что с их помощью можно получать относительно монохроматические пучки нейтронов самых различных энергий. Действительно, при фиксированной энергии налетающей заряженной частицы и канале реакции энергия нейтрона однозначно определяется углом его вылета и теплотой реакции. Степень разброса нейтронов по энергиям обусловлена степенью немонохроматичности исходного пучка заряженных частиц, замедлением в мишени налетающих частиц и вылетающих нейтронов, а также возможным существованием нескольких нейтронных каналов реакции. Поэтому для повышения монохроматичности нейтронов стараются применять тонкие мишени, причем такие, в которых используемый канал реакции является единственным или хотя бы доминирующим нейтронным каналом.

Для получения монохроматических нейтронов низких энергий (0,03—3 МэВ) используется реакция (p, n) , которая, как правило, слабо эндотермична. Наиболее часто применяется реакция



С помощью этой реакции получают моноэнергетические нейтроны с энергиями от 30 до 500 кэВ. При дальнейшем повышении энергии нейтроны перестают быть монохроматическими из-за влияния неупругого канала ${}_4\text{Be}^{7*} + n$, так как первый возбужденный уровень ядра ${}_4\text{Be}^7$ имеет энергию 0,43 МэВ. Достоинствами реакции (9.10) являются большой выход нейтронов и относительно низкий порог, позволяющий пользоваться для ускорения протонов генераторами Ван-де-Граафа, обеспечивающими очень высокую моноэнергетичность протонного пучка.

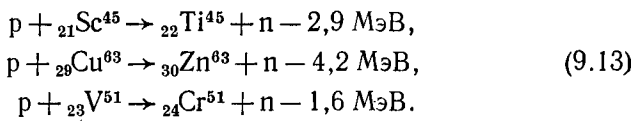
Удешевление производства трития сделало доступным использование реакции



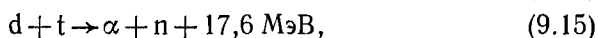
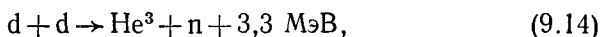
Достоинством этой реакции является не столько низкий порог, сколько то, что ядро ${}_2\text{He}^3$ не имеет возбужденных состояний. С помощью (9.11) получают моноэнергетические нейтроны с энергиями в интервале 0,06—3 МэВ. Недостатком реакции (9.11) является фон жесткого γ -излучения, возникающий за счет параллельной реакции



Для получения моноэнергетических нейтронов в киловольтной области используются также реакции на средних ядрах:

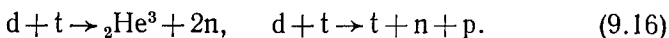


Для получения на ускорителях нейтронов более высоких энергий используется сильно экзотермичная реакция срыва (d, n) (см. гл. IV, § 10, п. 4). В этом случае от энергии налетающих дейтронов требуется лишь, чтобы она была достаточна для преодоления кулоновского барьера ядра. Этот барьер особенно низок для легчайших ядер. Поэтому наиболее широко используются реакции



в которых к тому же конечные ядра не имеют возбужденных состояний, что обеспечивает монохроматичность нейтронов, вылетающих под заданным углом. Для осуществления этих реакций дейтроны достаточно разогнать до энергий в несколько десятков кэВ, что относительно легко осуществляется в электростатических разрядных трубках. Реакция (9.14) имеет довольно большое сечение при низких энергиях дейтронов и дает возможность получать моноэнергетические нейтроны с энергиями от 2 до 6 МэВ в зависимости от угла вылета нейтронов. Реакция (9.15) имеет сильный резонанс при $E_d = 0,11 \text{ МэВ}$, что также дает возможность получать большие выходы нейтронов (около 10^8 нейтронов на микрокулон дейтронов).

В этой реакции энергию вылетающих нейтронов (в лабораторной системе) можно менять варьированием энергии пучка и угла вылета нейтрона и путем использования дейтронов как в качестве налетающих частиц, так и в качестве мишени. Реакция (9.15) дает возможность получать моноэнергетические нейтроны с энергиями от 12 до 20 МэВ. Дальнейшее повышение энергии падающих частиц приводит к потере монохроматичности из-за открытия каналов



Получение моноэнергетических нейтронов с энергиями выше 20 МэВ затруднено наличием нескольких нейтронных каналов во всех ядерных реакциях, причем число каналов растет с повышением энергии.

Для получения нейтронов очень высоких энергий (например, сотни МэВ) используют реакцию срыва (d, n) на средних и тяжелых ядрах. Эта реакция дает довольно большой выход, причем благодаря тому, что срыв — прямой процесс (см. гл. IV, § 10, п. 4), пучок нейтронов получается довольно хорошо коллимированным (около

90% нейтронов летит вперед) и относительно моноэнергетическим. Энергия нейтронов пучка примерно равна (при больших энергиях) половине энергии дейтронов.

4. Наиболее интенсивным источником нейтронов является ядерный реактор. Устройство реактора мы объясним ниже в гл. XI, § 3. Здесь мы только укажем свойства реакторов как источников нейтронов. В этом отношении реакторы характеризуются: а) величиной потока нейтронов; б) энергетическим спектром нейтронов и в) техническими возможностями использования нейтронного потока (можно ли помещать образец внутрь реактора или же можно лишь ставить образец на пути выходящего наружу нейтронного пучка).

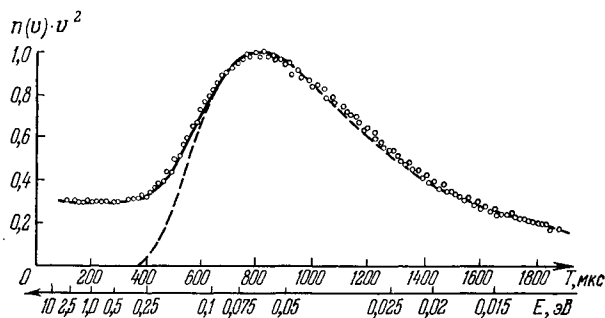


Рис. 9.6. Энергетический спектр нейтронов в реакторе ВВР.

T — время пролета, E — энергия, соответствующая времени пролета, $n(v)$ — плотность числа нейтронов со скоростью v . Пунктиром показано максвелловское распределение.

Потоки нейтронов в современных реакторах имеют порядок 10^{15} нейтрон/см²·с при значительном разбросе по обе стороны от этой величины в реакторах разных типов. Нейтронный спектр зависит от типа реактора. В реакторах на медленных нейтронах форма этого спектра близка к максвелловскому распределению по скоростям с максимумом в области около 0,07 эВ и с немаксвелловским «хвостом», простирающимся в область высоких энергий примерно до 10 МэВ. Примером может служить изображенный на рис. 9.6 спектр нейтронов советского исследовательского реактора ВВР. В реакторах на быстрых нейтронах энергетическое распределение нейтронов является промежуточным между тепловым спектром (рис. 9.6) и спектром нейтронов деления, изображенным на рис. 9.7. В этом случае из реактора вылетает большое число нейтронов с энергией порядка 1 МэВ.

Интенсивность реакторных нейтронных пучков столь велика, что, даже устанавливая на пути пучка специальные монохроматизирующие устройства (см. ниже п. 5), поглощающие нейтроны всех энергий, за исключением очень узкого интервала, удается получить

достаточно интенсивные пучки с очень высокой степенью монохроматичности.

5. Общим недостатком всех нейтронных источников является низкая степень монохроматизации. Наиболее трудно устранимой причиной разброса по энергиям является рассеяние нейтронов в самом источнике (а при высоких энергиях еще и обилие нейтронных каналов). Между тем для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами (а эта задача крайне важна не только для физики ядра, но и для реакторной промышленности) необходимы нейтронные пучки исключительно высокой монохроматичности для того, чтобы

отделять друг от друга узкие и частые резонансы в сечениях взаимодействия нейтрон — ядро (см. гл. IV, § 7). Измерения сечения с низким разрешением дают вместо частотола резонансов осредненную плавную кривую (которая, правда, интересна для оптической модели ядра (см. гл. IV, § 9)). Для повышения монохроматичности нейтронов используются различные методы, основанные на том, что нейтроны разных энергий имеют разные скорости.

Одним из таких методов является использование импульсных

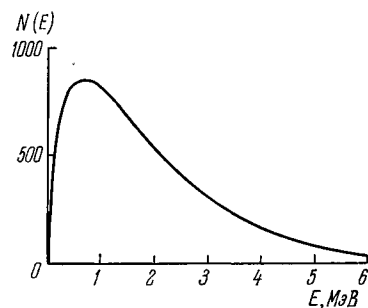


Рис. 9.7. Энергетический спектр $N(E)$ нейтронов, испускаемых при делении ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$.

источников (импульсный электростатический ускоритель, «мигающий», т. е. работающий в импульсном режиме, циклотрон, импульсные реакторы (см. гл. XI, § 3, п. 8)). Нейтроны от импульсного источника летят в специальной трубе длиной в сотни метров. За время полета нейтронный сгусток разделяется по скоростям. В конце трубы ставится заслонка (прерыватель), синхронно открывающаяся лишь в моменты пролетания нейтронов определенной скорости, т. е. энергии. В результате из трубы выходят только нейтроны со строго фиксированной энергией.

Другим методом монохроматизации является механический монохроматор. Принципиальная схема этого устройства изображена на рис. 9.8. Непрерывный пучок нейтронов из реактора поступает в трубу длиной от нескольких метров до десятков метров, на концах которой установлены два непроницаемых для нейтронов диска. Каждый диск имеет узкую радиальную щель. Оба диска синхронно вращаются с угловой скоростью ω , причем их щели сдвинуты по фазе на некоторый угол φ . Поэтому, если расстояние между дисками равно L , то через трубу проходят только нейтроны со скоростями, близкими к v , где

$$v = \omega L / \varphi. \quad (9.17)$$

Разброс прошедших нейтронов по энергии определяется шириной щелей. Механические монохроматоры эффективны для нейтронов с энергиями от тысячных долей до нескольких эВ.

б. Остановимся теперь на источниках других нейтральных частиц, отличных от γ -квантов и нейтронов. К таким частицам относятся π^0 , η , \tilde{K}^0 , K^0 , Λ , Σ^0 , \tilde{n} , $\tilde{\Lambda}$, $\tilde{\Sigma}^0$, а также ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$. Мы намеренно выделили нейтрино всех сортов в особую группу, так как все эти частицы подвержены только слабым взаимодействиям, в то время как остальные перечисленные частицы принимают участие в сильных взаимодействиях.

Сильно взаимодействующие частицы в заметном количестве возникают при столкновении с мишенью пучка заряженных частиц

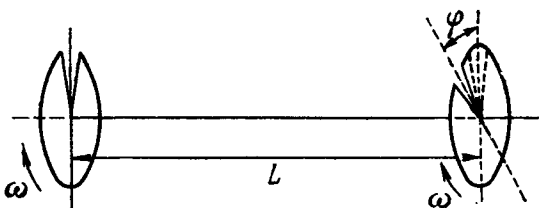


Рис. 9.8. Схема механического монохроматора.

из ускорителя очень высокой энергии. При этом из-за релятивистских кинематических эффектов подавляющая часть возникающих частиц летит вперед, образуя пучок, составленный из различных частиц, как заряженных, так и нейтральных. Если теперь отклонить заряженные частицы сильным магнитным полем, то получится пучок, состоящий из смеси нейтральных частиц с различными распределениями по энергии. Состав и энергетический спектр смеси зависит от энергии первичного пучка и до некоторой степени от материала мишени. При энергиях до 700—800 МэВ в основном образуются нейтроны. При энергиях выше нескольких ГэВ появляются нейтральные каоны и нейтральные гипероны. При энергиях в десятки ГэВ образуются еще и антинейтроны и нейтральные антигипероны. Такого рода нейтральные пучки предусмотрены на Серпуховском ускорителе. Заметим, что нейтральные пионы образовать пучка не могут из-за слишком короткого времени их жизни.

И все же исследование взаимодействия пучков нейтральных частиц в мишенях — дело очень трудное из-за гетерогенности этих пучков, их размазанности по энергии и из-за требования очень высоких энергий в первичном пучке. Поэтому основным сейчас является метод изучения нейтральных частиц в элементарных актах с помощью следовых детекторов (см. ниже § 4, пп. 9, 11).

Получение нейтринных потоков затрудняется тем, что эти частицы подвержены только слабым взаимодействиям и поэтому

с ничтожнейшей интенсивностью рождаются при столкновениях любых частиц с любыми мишенями. Поэтому для создания нейтринных пучков пользуются тем, что нейтрино рождаются при распадах. При β^- -распаде рождается электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ (см. гл. VI, § 4, п. 1). Поэтому интенсивным источником этих частиц

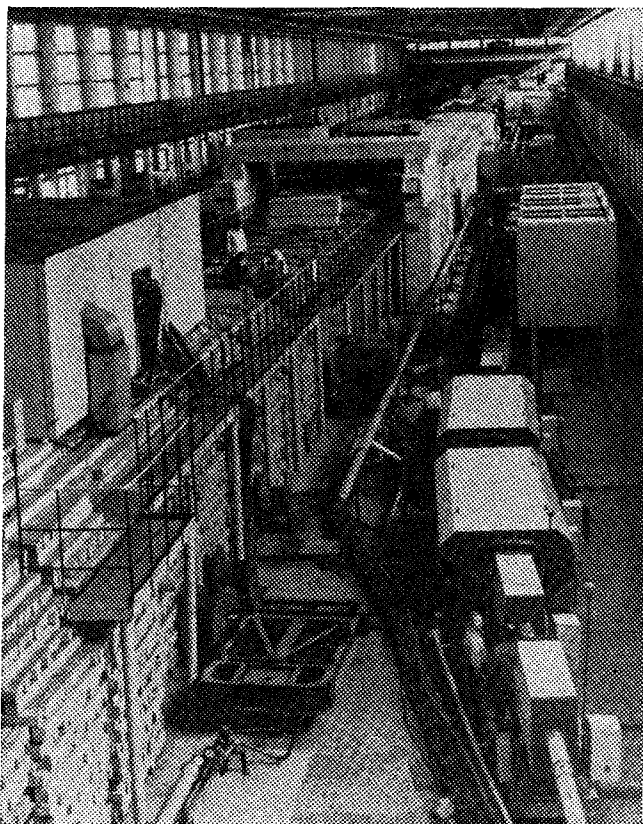


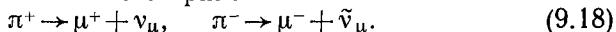
Рис. 9.9. Зал Серпуховского ускорителя.

Слева — железный фильтр нейтринного канала.

является реактор, в котором в результате реакции деления образуется колоссальное количество β -активных изотопов.

Электронные нейтрино ν_e рождаются при β^+ -распаде. Ядра с таким способом распада образуются в термоядерных реакциях (см. гл. XI, § 1). Поэтому мощным источником нейтрино должно являться Солнце, представляющее собой естественный термоядерный реактор.

Пучок мюонных нейтрино и антинейтрино ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ возникает в современных протонных ускорителях в результате следующей цепочки процессов. При столкновении первичного пучка с мишенью образуются заряженные пионы, которые распадаются на мюон и мюонное нейтрино или антинейтрино:



Из-за релятивистских кинематических эффектов все продукты распада летят в основном вперед, образуя пучок. Частицы ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ можно отделить от остальных, поставив на пути пучка достаточно толстую бетонную или железную стенку, поглощающую все остальные частицы, но практически не действующую на ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$.

Для примера на рис. 9.9 показан железный фильтр нейтринного канала Серпуховского ускорителя. Канал справа предназначен для отсепарированных заряженных частиц.

На ускорителе в Батавии получают нейтринные пучки с интенсивностью 10^{10} частиц за цикл и максимальной энергией примерно 200 ГэВ.

§ 4. Регистрация заряженных частиц и γ -квантов

1. Приборы для регистрации частиц называются *детекторами частиц*. Существующие детекторы можно подразделить на *счетчики* и *следовые детекторы*. Из этой классификации несколько выпадают *ионизационные камеры непрерывного действия*, а также *искровые* и *пропорциональные камеры*.

С помощью счетчиков регистрируется прохождение частицы через определенный участок пространства в определенный момент времени с макроскопической точностью (сантиметры и миллиметры для места, 10^{-4} — 10^{-9} с для времени). Кроме того, в различных типах счетчиков могут определяться и некоторые характеристики частицы, такие как энергия, заряд, скорость, масса.

В следовых детекторах заряженная частица оставляет след, называемый *треком*. Треки тем или иным способом фиксируются. Поэтому в следовых детекторах можно получать несравненно большую, чем в счетчиках, информацию о направлении движения частицы, процессах ее столкновений с другими частицами, о ее распаде и целом ряде других характеристик частицы. Нейтральные частицы треков не образуют. Тем не менее с помощью следовых детекторов получают богатейшую информацию и о нейтральных частицах, о чем мы скажем ниже в пп. 9, 11.

Еще с десятков с небольшим лет назад единственным способом фиксации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Извлечение нужной информации из фотографий треков требует длительной и трудоемкой обработки. Сейчас все большее распространение получает бесфильмовый съем информации со следовых детекторов, при котором параметры треков непосредственно пере-