

пропорциональных счетчиков (рис. 9.26). Конструктивно плоская пропорциональная камера в большинстве случаев состоит из двух плоскостей (фольговых или проволочных), между которыми расположены параллельные проволочки, называемые измерительными. На каждую из этих проволочек подается высокое (положительное по отношению к плоскостям) напряжение. Величина напряжения подбирается такой, чтобы в окрестности проволочки мог развиваться несамостоятельный газовый разряд с газовым усилением  $10^4 - 10^6$ .

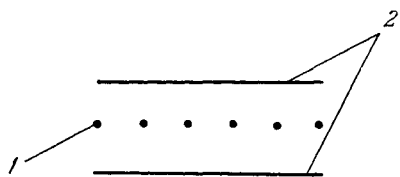


Рис. 9.26. Схема пропорциональной камеры.

1 — измерительные проволочки, 2 — катод.

При прохождении ионизирующей частицы через плоскость измерительных проволочек в окрестности проволочки, ближайшей к треку частицы, развивается лавинообразный процесс размножения электронов. В результате на этой проволочке возникает импульс напряжения. По положению проволочки, на которой возник импульс напряжения, можно судить о месте прохождения частицы, по величине им-

пульса — о произведенной частицей ионизации. Пропорциональные камеры могут быть разными по форме (например, цилиндрической) и размерам. Например, в Международном Физическом Центре (ЦЕРН) в Швейцарии установлена плоская камера площадью  $17 \text{ м}^2$ , состоящая из 1414 позолоченных вольфрамовых проволочек диаметром 20 мкм, находящихся на расстоянии 3 мм друг от друга. Размещая несколько плоских пропорциональных камер одну за другой с взаимно перпендикулярными направлениями проволочек, можно получать информацию о траектории пролетевшей через камеру частицы. К очень важным достоинствам пропорциональных камер следует отнести относительно малое разрешающее время ( $\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$ ) и, следовательно, высокое быстродействие, а также возможность измерения производимой частицей ионизации.

Пропорциональная камера является сложным и дорогим сооружением. Высокая стоимость камеры обусловлена в основном тем, что для каждой проволочки необходим свой усилитель импульса напряжения, поскольку сигнал с проволочки относительно невелик ( $\sim 10^{-2} \text{ В}$ ).

## § 5. Регистрация нейтронов и других нейтральных частиц

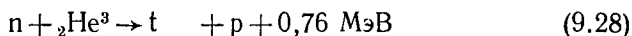
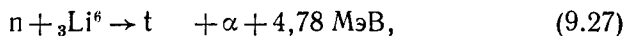
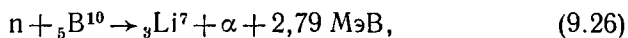
1. Все существующие методы регистрации нейтральных частиц основаны на одном и том же общем принципе: нейтральная частица, взаимодействуя с веществом детектора, тем или иным способом образует заряженные частицы, которые затем регистрируются

обычными способами. Из-за этой двухступенчатости регистрировать нейтральные частицы в общем значительно труднее, чем заряженные. Так, если эффективность регистрации счетчиков заряженных частиц близка к 100%, то для счетчиков нейтральных частиц часто считается неплохой эффективностью в несколько процентов. В следовых детекторах информация о нейтральных частицах менее полна, менее надежна, ее более трудно и долго получать, чем такого же рода информацию (масса, энергия, направление движения) о заряженных частицах. Из всех нейтральных частиц как в ядерной физике, так и в ее приложениях в подавляющем большинстве ситуаций приходится иметь дело только с  $\gamma$ -квантами и с нейтронами.

Методы регистрации  $\gamma$ -квантов мы уже рассмотрели в предыдущем параграфе. Поэтому здесь мы в основном будем говорить о регистрации нейтронов. Для регистрации нейтронов разных энергий удобны различные ядерные реакции. Поэтому мы рассмотрим отдельно медленные нейтроны и нейтроны более высоких энергий. В общем, из-за закона « $1/v$ » (см. гл. IV, § 4) регистрировать нейтроны тем проще, чем ниже их энергия. Потоки нейтронов часто загрязнены большим количеством электронов и  $\gamma$ -квантов. Поэтому качество нейтронного детектора существенно зависит от того, можно ли с его помощью выделять нейтроны при интенсивном фоне  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучения.

2. Рассмотрим сначала методы регистрации отдельных медленных нейтронов с энергиями от тепловой до десятков кэВ.

Очевидно, что для регистрации тепловых нейтронов пригодны только экзотермические ядерные реакции с вылетом заряженных частиц. Таких реакций известно немного. Это три реакции на легких ядрах



и реакции деления (n, f) на некоторых тяжелых изотопах ( ${}_{92}\text{U}^{233}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{235}$ ,  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  и др., см. гл. X, § 3). Для регистрации вторичных заряженных частиц, возникающих в этих реакциях, применяются ионизационные камеры, пропорциональные и сцинтилляционные счетчики. Заметим, что счетчики Гейгера — Мюллера здесь обычно не применяют, так как с их помощью не удастся выделить импульсы от нейтронов на фоне импульсов от электронов и  $\gamma$ -квантов.

Для повышения эффективности нейтронных счетчиков их конструируют так, чтобы как порождение нейтронами заряженных частиц, так и регистрация этих частиц происходили в одном и том же объеме.

Имеются три основных типа нейтронных счетчиков: а) *пропорциональные счетчики*, содержащие бор, литий или  ${}_2\text{He}^3$ ; б) *сцинтил-*

ляционные счетчики, содержащие один из этих легких элементов, и в) делительные камеры.

Из пропорциональных нейтронных счетчиков наиболее распространен борный. Типичный борный счётчик — это обычный пропорциональный счетчик, наполненный газом  $\text{BF}_3$ . Попадающий в счетчик нейтрон производит реакцию (9.26), а ее продукты  ${}_3\text{Li}^7$  и  $\alpha$ -частица, ионизируя газ, дают в конечном итоге импульсы напряжения, которые и регистрируются. Такой счетчик, конечно, не может измерять энергию нейтрона, поскольку точность измерения энергии заряженных частиц пропорциональным счетчиком не превышает нескольких процентов, в то время как энергии не только тепловых, но даже киловольтных нейтронов на три порядка ниже энергетического выхода реакции (9.26). Зато борный счетчик легко можно сделать нечувствительным к фону  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучения с энергиями до нескольких МэВ. Для этого надо регистрировать лишь достаточно большие импульсы, поскольку импульсы от электронов значительно меньше импульсов от  $\alpha$ -частиц (см. § 4, п. 4). Эффективность регистрации  $\alpha$ -частицы внутри пропорционального счетчика практически стопроцентная. Поэтому эффективность борного счетчика определяется процентом нейтронов, вызвавших реакцию (9.26) при прохождении через счетчик. Вероятность этой реакции пропорциональна ее сечению, т. е.  $E^{-1/2}$  (см. закон « $1/v$ », гл. IV, § 4). Поэтому эффективность борного счетчика падает с ростом энергии нейтрона и становится слишком малой при  $E > 100$  кэВ. Но борный счетчик используют и для нейтронов более высоких энергий, окружая его слоем замедлителя (например, парафина, см. гл. X, § 4). Естественный бор содержит лишь 20% изотопа  ${}_5\text{B}^{10}$  (остальное —  ${}_5\text{B}^{11}$ ). Поэтому эффективность (и стоимость) борного счетчика можно увеличить в несколько раз использованием бора, обогащенного изотопом  ${}_5\text{B}^{10}$ . Чувствительность счетчика на обогащенном боре по отношению к тепловым нейтронам может достигать десятков процентов. Аналогично борному устроен пропорциональный счетчик, наполненный газом  ${}_2\text{He}^3$ . Сравнительно небольшой энергетический выход реакции (9.28) позволяет использовать  ${}_2\text{He}^3$ -счетчик для измерения энергий нейтронов в области 0,5—2 МэВ.

В сцинтилляционных нейтронных счетчиках рабочим веществом обычно является кристалл иодистого лития  $\text{LiI}$ , активированный таллием для создания сцинтилляционных свойств. В этом кристалле нейтрон вызывает реакцию (9.27), продукты которой регистрируются обычным для сцинтилляционного счетчика образом (см. § 4, п. 5). Применяются и другие сцинтилляторы, содержащие бор или делящийся медленными нейтронами уран  ${}_{92}\text{U}^{235}$ . Так как пробеги  $\alpha$ -частиц и других легких ядер в твердых телах ничтожно малы (см. гл. VIII, § 2), то сцинтилляционные счетчики могут иметь очень малые размеры при большой эффективности (порядка 50%). Недостатком сцинтилляционных нейтронных счетчиков на  $\text{LiI}$  является

чувствительность к фону  $\gamma$ -излучения. В этом отношении хорош сернистый цинк  $ZnS$ , активированный серебром, у которого световой люминесцентный выход мал для электронов и велик для тяжелых заряженных частиц.

Делительная камера представляет собой ионизационную камеру (часто многослойную), электроды которой покрыты тонким слоем окиси  $U_3O_8$  изотопа урана  ${}_{92}U^{235}$ . Под действием нейтронов уран делится с образованием тяжелых и потому очень сильно ионизирующих осколков, имеющих громадную энергию порядка 200 МэВ. Поэтому соответствующие электрические импульсы легко регистрировать даже в режиме импульсной ионизационной камеры, не прибегая к газовому усилению. Толщину слоя окиси урана не имеет смысла делать больше пробега осколков, который имеет порядок  $1 \text{ мг/см}^2$ , т. е. крайне мал. Из-за этого эффективность регистрации для одной пластины не превышает десятых долей процента. Использованием большого числа пластин эффективность удается довести до нескольких процентов. Главным достоинством делительной камеры является то, что она прекрасно регистрирует нейтроны даже при наличии очень интенсивного фона  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучения. Причина этого кроется в огромной по сравнению с электронами ионизирующей способности осколков деления.

3. Для больших потоков нейтронов обычно более важным является не детектирование отдельных частиц, а измерение суммарного потока (или плотности) нейтронов. Для измерения потока нейтронов используются борные камеры, делительные камеры в интегрирующем, т. е. непрерывном, режиме, а также активационные методы.

Борная камера представляет собой ионизационную камеру, работающую в интегрирующем режиме и содержащую бор либо в виде газа  $BF_3$ , либо в виде твердого покрытия на стенках. Уникальной особенностью реакции (9.26) является исключительно широкая энергетическая область (от нуля до десятков кэВ) справедливости закона « $1/v$ ». Это делает борную камеру удобным прибором для измерения плотности нейтронов, обладающих большим и не обязательно известным разбросом по скоростям. Действительно, ток в камере пропорционален потоку нейтронов, умноженному на эффективность. А эффективность пропорциональна сечению  $\sigma$  реакции (9.26). Но поток равен  $\rho v$ , где  $\rho$  — плотность нейтронов,  $v$  — их скорость, а сечение пропорционально  $1/v$ . Поэтому ток в камере пропорционален плотности нейтронов и не зависит от их энергии.

Борная камера, конечно, будет «чувствовать» фон  $\gamma$ -квантов и электронов. Для отделения этого фона используют две ионизационные камеры, различающиеся только тем, что у одной из них стенки покрыты бором, а у другой — нет. Эти камеры дают один и тот же ток при отсутствии нейтронов, так что разность их показаний

представляет собой ионизиционный ток, порожденный только нейтронами.

Сущность активационного метода измерения потока нейтронов заключается в следующем. В рабочем веществе детектора нейтроны, поглощаясь, образуют  $\beta$ - или  $\gamma$ -активные ядра. Возникающая при этом активность для монохроматических нейтронов пропорциональна потоку нейтронов. Поэтому, измеряя активность, можно найти поток. Действительно, для тонкого активатора число  $Q$  радиоактивных ядер, образуемых в единицу времени, определяется так:

$$Q = J\sigma N, \quad (9.29)$$

где  $J$  — поток нейтронов,  $\sigma$  — сечение активации,  $N$  — число способных к активации ядер в пластине. За время  $dt$  число  $v$  активных ядер изменится на

$$dv = -\lambda v dt + Q dt, \quad (9.30)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада (см. гл. VI, § 2). Отсюда следует, что после облучения продолжительностью  $t$  секунд в активаторе будет  $v(t)$  активных ядер,

$$v(t) = Q(1 - e^{-\lambda t}). \quad (9.31)$$

Через время  $t_1$  после облучения активность  $\mathcal{A}(t_1)$  (см. гл. VI, § 2) выражается соотношением

$$\mathcal{A}(t_1) = \lambda J\sigma N (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_1}. \quad (9.32)$$

Из (9.32) уже можно определить поток нейтронов  $J$ , так как все остальные величины в этой формуле могут быть измерены. В качестве активаторов используются изотопы индия  ${}_{49}\text{In}^{115}$ , золота  ${}_{79}\text{Au}^{197}$ , кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{57}$  и др. Достоинствами активационного метода являются простота, дешевизна, портативность (детекторы имеют вид фольг или таблеток) и возможность отделить процесс измерения активности от процесса облучения. Последнее обстоятельство облегчает борьбу с посторонними фоновыми излучениями. Активационные приборы можно калибровать не только на нейтроны определенной энергии, но и на нейтроны определенного энергетического спектра, например, теплового. Недостатком метода является большая длительность обработки результатов (не менее периода полураспада активатора).

4. Регистрация нейтронов высоких энергий (десятки МэВ и выше) столь сложна, что там, где только можно, ее стараются избежать. Например, полное сечение реакции  $(\gamma, n)$  при  $E_\gamma = 25$  МэВ проще всего измерить путем замедления нейтронов парафиновым блоком с последующей регистрацией борной камерой. Но так мы не получим ни углового, ни энергетического распределения вылетающих нейтронов. Тут уже нужен детектор, работающий без предварительного замедления.

Для регистрации нейтронов высоких энергий в основном используются *метод протонов отдачи* и *метод пороговых детекторов*.

Метод протонов отдачи основан на том кинематическом факте, что нейтрон, сталкиваясь с протоном, передает ему энергию и импульс. По энергии и импульсу протона часто удается сделать заключение не только о наличии нейтрона, но и о его энергии. Протоны отдачи регистрируются различными способами: ионизационными камерами, пропорциональными счетчиками, сцинтилляционными счетчиками, фотопластинками, следовыми камерами. Водород либо просто содержится в веществе детектора (например, водорода много в фотоэмульсии), либо вводится в рабочий объем детектора в виде водородосодержащих газов или покрытий. Метод протонов отдачи применим при всех энергиях, начиная с мегаэлектронвольтовой области. Для очень высоких энергий этот метод — практически единственный. Достоинством метода протонов отдачи являются универсальность и возможность измерять энергию нейтронов. Его главный недостаток — низкая эффективность регистрации (из-за малости сечения рассеяния  $n - p$  при высоких энергиях).

В методе пороговых детекторов рабочее вещество содержит ядра, на которых идут реакции  $(n, p)$  или  $(n, f)$ , обладающие определенными порогами. Регистрируя продукты этих реакций, мы получаем информацию о нейтронах с энергиями выше пороговой. Например, на изотопе серы  ${}_{16}\text{S}^{32}$  идет реакция  $n + {}_{16}\text{S}^{32} \rightarrow {}_{15}\text{P}^{32} + p$ , имеющая порог 2 МэВ. Образующийся в этой реакции изотоп фосфора  ${}_{15}\text{P}^{32}$   $\beta$ -активен с периодом полураспада 14,5 дней. Измерив активность детектора, мы можем установить суммарное количество монохроматических нейтронов с энергией выше 2 МэВ, прошедших через детектор. К сожалению, реальные нейтронные потоки обычно не монохроматичны и имеют весьма широкий разброс по энергиям. В этом случае пороговый детектор выдает лишь интегральную характеристику, зависящую не только от энергетического распределения нейтронов с энергиями выше пороговой, но и от энергетического хода сечения активации. Таким образом, получаемая информация довольно расплывчата, что сильнейшим образом сужает область применимости пороговых детекторов. Более чистую информацию удается получить, применив несколько детекторов с различными значениями порога. Детектором с наивысшим порогом является изотоп висмута  ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ , на котором идет реакция деления  $(n, f)$  с эффективным порогом около 60 МэВ.

5. С регистрацией нейтральных частиц, отличных от  $\gamma$ -квантов и нейтронов, приходится иметь дело только узкому кругу специалистов по физике высоких энергий.

Методы регистрации этих частиц сложны, разнообразны и, если можно так выразиться, индивидуальны. Общий принцип регистрации, однако, един и состоит в том, что нейтральная частица

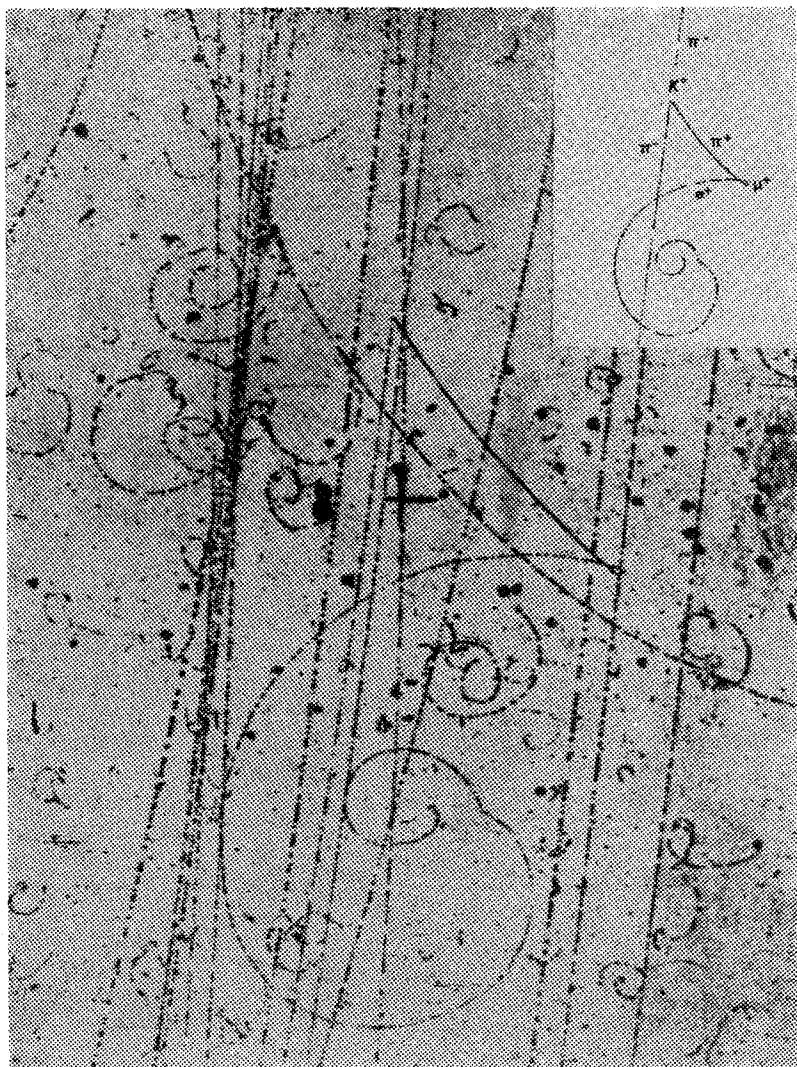


Рис. 9.27. Фотография события в пузырьковой камере.  
Расшифровка процесса изображена в правом верхнем углу рисунка.

тем или иным способом создает заряженные частицы с энергиями, достаточными для их регистрации. Тем самым *всю информацию о мире элементарных частиц мы получаем через электромагнитный атомный процесс ионизации вещества заряженными частицами*. Не приводя общих рецептов, ограничимся несколькими примерами.

Нейтральный пион  $\pi^0$  распадается на два  $\gamma$ -кванта, которые в системе покоя пиона разлетаются в противоположных направлениях с энергиями по 67,5 МэВ. Поэтому пионы  $\pi^0$  низких энергий

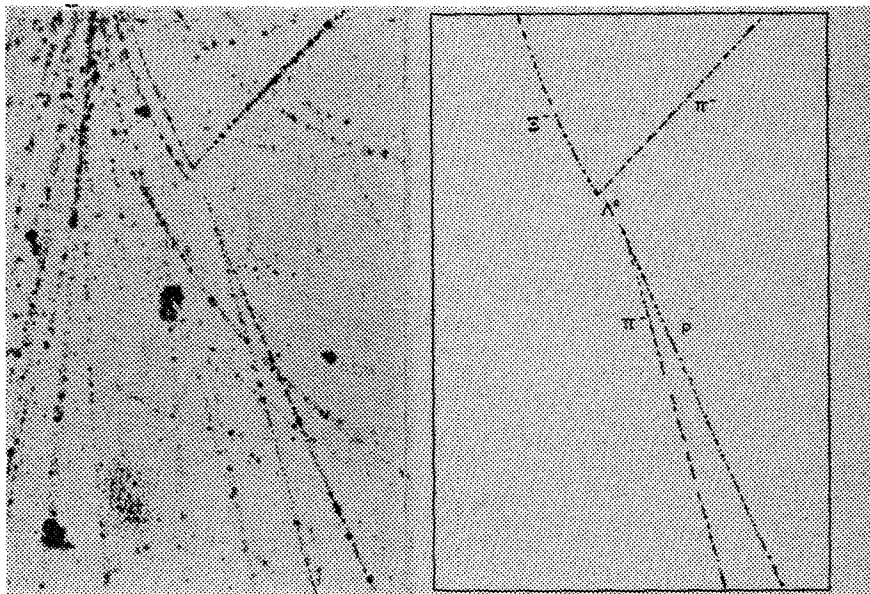


Рис. 9.28. Событие в пузырьковой камере. Справа — расшифровка события.

регистрируют двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными под углом  $180^\circ$  относительно друг друга и включенными по схеме совпадений (см. ниже § 6, п. 3). Для регистрации нейтральных пионов с заметной энергией сущность методики не меняется, но приходится учитывать, что угол между направлениями квантов уже меньше  $180^\circ$ , а их энергии различны. Другие нестабильные нейтральные частицы можно регистрировать в пузырьковых камерах по продуктам распада. На рис. 9.27 и 9.28 приведены фотографии, на которых изображены процессы рождений и распадов соответственно нейтрального каона и  $\Lambda^0$ -гиперона. Отдельный метод пришлось изобретать для регистрации антинейтрона — частицы,



живущей в свободном виде слишком долго, чтобы можно было наблюдать ее распад.

Первый (1956 г.) детектор (в комбинации с источником) антинейтронов схематически изображен на рис. 9.29. Пучок антипротонов  $\bar{p}$  высокой энергии сначала проходил через сцинтилляционный счетчик 1. За этим счетчиком был

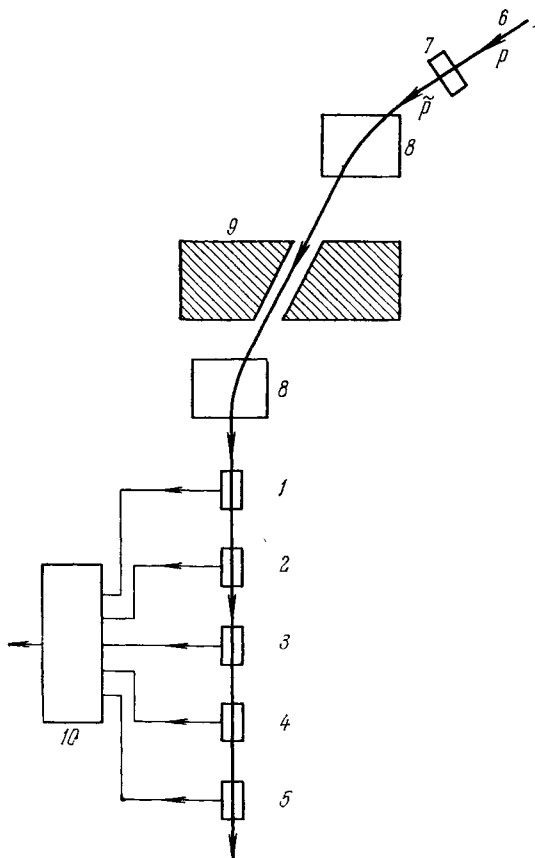
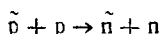


Рис. 9.29. Схема эксперимента по обнаружению антинейтрона.

1, 3, 4 — сцинтилляционные счетчики, 2 — жидкий сцинтиллятор, 5 — черенковский счетчик, 6 — пучок протонов, 7 — мишень, в которой рождались антипротоны, 8 — отклоняющие и фокусирующие магниты, 9 — коллиimator, 10 — логическая схема.

помещен водородосодержащий жидкий сцинтиллятор 2, также работавший как счетчик большого объема. В этом сцинтилляторе происходила реакция



образования антинейтронов, летящих в основном вперед (см. гл. VII, § 4). За сцинтиллятором 2 пучок (содержащий уже  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$ ) проходил последовательно че-

рез сцинтилляционные счетчики 3 и 4, после чего попадал в большой черенковский счетчик 5. В черенковском счетчике антинейтроны аннигилировали с протонами и нейтронами вещества, образуя звезды из пионов. Событие приписывалось антинейтрону, если срабатывали счетчики 1, 2, 5 и не срабатывали (чтобы отсеять аннигиляцию  $\bar{p}$  в счетчике 5) счетчики 3 и 4.

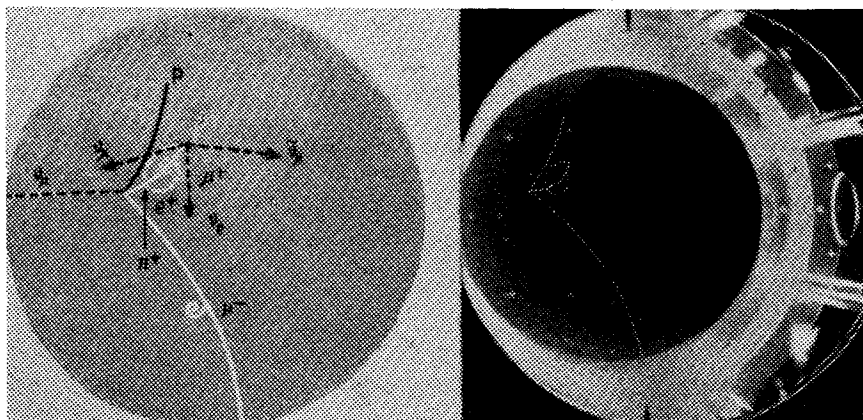
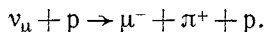


Рис. 9.30. Фотография процесса  $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \pi^{+} + p$ .

Самыми трудными для регистрации частицами являются нейтрино. Два опыта по регистрации нейтрино мы уже описали в § 4, пп. 5 и 11. Сейчас освоена регистрация нейтринных событий в больших пузырьковых камерах с использованием ускорителей высоких энергий.

На фотографии рис. 9.30 заснята реакция



Слева приведена схема этой реакции. Следы заряженных частиц, как всегда, изогнуты магнитным полем.

## § 6. Дополнительные сведения о приборах ядерной физики

1. Кроме источников и детекторов, в ядерной физике используется огромное количество других вспомогательных устройств. В этом параграфе мы перечислим некоторые из этих устройств, знание работы которых полезно для понимания других разделов книги.

2. Ядерная физика является сейчас одним из ведущих потребителей мощных высококачественных магнитов. Мы уже говорили