

( $e^-e^-$ ), электрон-позитронные ( $e^-e^+$ ) и протон-протонные (pp) пучки. Существенным недостатком систем на встречных пучках является малая интенсивность пучков. Для увеличения интенсивности пучков до процесса соударения заряженных частиц производится их накопление в специальных *накопительных кольцах*, чтобы циркулирующий в них ток был не меньше десятков ампер. Накопительное кольцо — это кольцевая вакуумная камера, помещенная в магнитное поле. Ускоренные заряженные частицы поступают в нее из синхротрона, синхрофазотрона или линейного ускорителя. Магнитное поле, как правило, создается секторами, разделенными прямыми промежутками (в которых магнитного поля нет) для областей пересечения пучков частиц и для компенсации синхротронного излучения и других целей.

Если заряды сталкивающихся частиц одипаковы, то система должна содержать два накопительных кольца, в которых частицы движутся в противоположных направлениях. Если же эти заряды противоположны, то достаточно только одного накопительного кольца, так как в одном и том же магнитном поле обеспечивается движение частиц с разными знаками заряда в противоположных направлениях и их ускорение в одном и том же электрическом поле. Встречные пучки в настоящее время могут быть использованы только для стабильных частиц. Ускорители с фиксированной мишенью являются источниками различных вторичных частиц:  $\pi$ -, К-мезонов,  $\Lambda$ -,  $\Sigma$ -гиперонов, нейтрино,  $\mu$ -мерзапов и т. д.

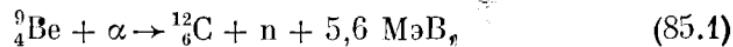
## § 85. Источники нейтронов и других нейтральных частиц

1. Нейтропы, как и все электрически нейтральные частицы, нельзя ускорять и фокусировать электромагнитными полями. Такие частицы образуются только в результате ядерных реакций. Ниже описываются принципы действия некоторых пейтронных источников и приводятся для общей ориентировки некоторые их характеристики. Источники нейтронов можно разделить на три группы: 1) источники, в которых пейтропы создаются радиоактивными излучениями; 2) источники, в которых они создаются частицами, вылетающими из ускорителей; 3) ядерные реакторы. Во всех типах источников нейтропы, как правило, получаются быстрыми. Взаимодействие нейтронов с ядрами особенно интенсивно в случае медленных нейтронов (сечение взаимодействия пропорционально  $1/v$ ). Полученные в источниках нейтропы используются либо сразу, либо после предварительного замедления. Особое значение имеют источники тепловых нейтронов (с энергиями порядка  $1/40$  эВ).

2. В так называемых ( $\alpha, n$ )-источниках  $\alpha$ -частицы от радиоактивного препарата облучают мишень, в результате чего и воз-

никают нейтроны. Помимо энергии получающихся пейтропов, источник характеризуется *выходом нейтронов и интенсивностью*. Выходом называется среднее число нейтронов, возникающих при одном акте взаимодействия  $\alpha$ -частицы с ядром мишени (или при активности 1 Ки, т. е. при  $3,7 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ -распадов). Интенсивность источника характеризуется числом нейтронов, возникающих при тех же условиях в одну секунду.

В самых первых источниках пейтропов использовалась реакция



на которой Боте и Беккером (см. § 92) впервые наблюдалось пейтропное излучение. Дальнейшие опыты показали, что пейтропы образуются также при бомбардировке  $\alpha$ -частицами изотопов элементов Li, B, N, F, Na, Mg, Al, ... Однако по интенсивности излучения реакция с бериллием значительно превосходит все остальные, поэтому эта реакция в течение долгого времени и использовалась при изготовлении источников пейтропов. Источник представляет собой герметическую ампулу, в которой помещена смесь порошка бериллия с  $\alpha$ -активным препаратом, например полонием-210, испускающим  $\alpha$ -частицы с энергией 5,298 МэВ. Альфа-частицы не могут проходить через стеклянную ампулу из-за их ничтожных пробегов. Нейтроны же, образующиеся в результате реакции (85.1), свободно выходят. Энергетический спектр пейтропов полоний-бериллиевого источника непрерывен и простирается примерно от 0,5 до 10 МэВ, интенсивность создаваемого пейтропного излучения около  $0,8 \cdot 10^{-4}$  пейтропов в секунду на одну  $\alpha$ -частицу, испускаемую полонием ( $3 \cdot 10^6$  пейтропов в секунду на 1 Ки полония). Достоинством полоний-бериллиевого источника является незначительный фон нежелательного  $\gamma$ -излучения, недостатком — малый период полураспада (140 дней). В качестве источника  $\alpha$ -частиц наряду с полонием применяются также радий, радон, плутоний. Радий-бериллиевый источник характеризуется практически неограниченным сроком действия (период полураспада 1600 лет) и в шесть раз большей интенсивностью пейтропного излучения, но у него очень велик фон мешающего  $\gamma$ -излучения. Плутоний-бериллиевый источник характеризуется малым фоном  $\gamma$ -излучения, большим сроком службы (период полураспада  $2,3 \cdot 10^4$  лет) и дает интенсивность около  $0,46 \cdot 10^{-4}$  пейтропов в секунду на одну  $\alpha$ -частицу, испускаемую плутонием.

Альфа-частицы испускаются не только при радиоактивном  $\alpha$ -распаде материнского вещества, но и при  $\alpha$ -распаде всех его  $\alpha$ -активных дочерних продуктов. В равновесном состоянии  $\alpha$ -активность всех  $\alpha$ -излучателей одинакова. Но их способность к образованию нейтронов не одинакова. Она тем выше, чем меньше время жизни короткоживущих продуктов распада, так как та-

кие продукты излучают более энергичные  $\alpha$ -частицы. Поэтому если источник содержал вначале, например, чистый радий, то по мере накопления  $\alpha$ -радиоактивных продуктов распада его способность излучать нейтроны возрастает в несколько раз и при насыщении стремится к постоянному пределу. Основной недостаток всех источников с использованием  $\alpha$ -частиц — большой разброс по энергиям вылетающих пейтронов.

Относительно монохроматические пейтропы с энергиями 0,1 — 1 МэВ получают облучением  $\gamma$ -квантами ядер дейтерия и бериллия. При этом происходят реакции



идущие с поглощением энергии. Гамма-кванты создаются каким-либо радиоактивным ядром ( ${}^{24}Na$ ,  ${}^{72}Ga$ ,  ${}^{124}Sb$  и пр.). Энергия этих  $\gamma$ -квантов не превышает нескольких мегаэлектронвольт. Поэтому в качестве мишенией используются только легкие ядра  $d$  и  ${}^9Be$ , так как у них энергия отделения пейтрона аномально низка (2,23 и 1,67 МэВ соответственно). Интенсивность  $\gamma$ -нейтронных источников примерно на два порядка ниже, чем  $\alpha$ -нейтронных. Зато  $\gamma$ -нейтронные источники дают более монохроматические пейтропы. Действительно, энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma = p_\gamma c$ , а кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы  $E_\alpha = p_\alpha^2/2m_\alpha$ . Если эти энергии одинаковы, то

$$p_\gamma c = p_\alpha^2/2m_\alpha,$$

откуда

$$p_\gamma/p_\alpha = p_\alpha/2m_\alpha c = v_\alpha/2c,$$

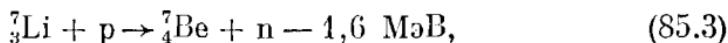
где  $v_\alpha$  — скорость  $\alpha$ -частицы. Таким образом, при энергии несколько мегаэлектронвольт импульс  $\gamma$ -кванта примерно на два порядка меньше импульса  $\alpha$ -частицы той же энергии. С этим и связана большая монохроматичность  $\gamma$ -радиоактивных источников нейтронов по сравнению с  $\alpha$ -радиоактивными источниками. Комбинацией различных  $\gamma$ -излучателей либо с дейтерием, либо с бериллием получают сравнительно монохроматические пейтропы с различными энергиями от 0,12 до 0,87 МэВ. Существенным недостатком этих источников наряду с низкой интенсивностью является высокий фон  $\gamma$ -излучения и малое время жизни (период полураспада от нескольких часов до нескольких десятков часов).

Альфа- и гамма-нейтронные источники находят применения в прикладных исследованиях (особенно в полевых условиях) как небольшие лабораторные источники пейтронов, а также для калибровки пейтронных детекторов.

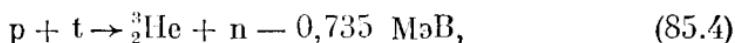
3. Получение пейтронов с помощью ускорителей отличается от способа, изложенного выше, в том отношении, что вместо  $\alpha$ -частиц или  $\gamma$ -излучения естественных радиоактивных излуче-

ний применяются ускоренные заряженные частицы, при облучении которыми различных мишней получаются нейтроны. Таким путем можно получать относительно моноэнергетические нейтроны самых разнообразных энергий. Дело в том, что при фиксированной энергии частиц в пучке и конкретном нейтронном канале реакции \*) энергия получающегося нейтрона однозначно определяется углом его вылета и энергией реакции. Степень немоноэнергетичности образующихся нейтронов зависит от немонохроматичности исходного пучка заряженных частиц, их замедления в мишени и существования нескольких нейтронных каналов реакции. Для ослабления влияния этих факторов применяют тонкие мишени, в которых используемый нейтронный канал является единственным или по меньшей мере доминирующим.

В качестве бомбардирующих заряженных частиц обычно применяют протоны, дейтроны,  $\alpha$ -частицы и пр. Например, для получения монохроматических нейтронов низких энергий используются реакции ( $p, n$ ), т. е. такие реакции, в которых ядро мишени бомбардируется протонами, а в результате реакции возникают нейtron и другое ядро. Наиболее часто применяется реакция



с помощью которой получаются моноэнергетические нейтроны с энергиями от 30 до 500 кэВ (в зависимости от энергии протонов). Удешевление производства трития сделало доступным использование реакции



достоинством которой является не столько низкий порог \*), сколько отсутствие возбужденных состояний у ядра  ${}^3\text{He}$ . С помощью реакции (85.4) получают моноэнергетические нейтроны с энергиями от 0,06 до 3 МэВ. Недостатком реакции (85.4) является фон жесткого  $\gamma$ -излучения, возникающий за счет параллельно идущей реакции



Ограничивааясь приведенными примерами, заметим только, что применяется много реакций, в которых, в частности, получаются нейтроны относительно высоких энергий.

4. Наиболее мощным источником нейтронов является ядерный реактор, принцип действия которого описывается в § 95. В современных исследовательских реакторах плотность потока нейтронов в активной зоне и замедлителе ориентировано сос-

\*) Определение канала реакции дается в § 87, пункт 3, а порога реакции — в § 88, пункт 2.

тавляет  $10^{15} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Спектр реакторных нейтронов, и в этом его недостаток, не моноэнергетичен, а заполняет широкую непрерывную область энергий. Но суммарная интенсивность нейтронного потока настолько велика, что из него можно выделять сравнительно мощные пучки нейтронов с высокой степенью моноэнергетичности.

Мощным источником нейтронов может служить интенсивный протонный или дейtronный ускоритель, пучок которого направляется на мишень из тяжелых элементов, в которой происходит деление ядер.

Источниками нейтронов являются также и некоторые термоядерные реакции (см. § 98). Об использовании нейтронов в ядерной энергетике подробно говорится в § 95, 98.

5. Существенным недостатком всех источников нейтронов является сплошной спектр или низкая степень моноэнергетичности. Одна из причин этого — рассеяние нейтронов в самом источнике (а при высоких энергиях и обилие нейтронных каналов). Между тем для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами крайне важно иметь нейтронные пучки высокой степени моноэнергетичности, чтобы, например, отделить друг от друга узкие и частые резонансы в сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами. Для выделения из непрерывного спектра источников монохроматических пучков применяются разные методы, основанные на том, что нейтроны различных энергий обладают и различными скоростями.

Один из таких методов применяется тогда, когда источник немоноэнергетических нейтронов импульсный. Нейтроны от такого источника летят в трубе длиной в сотни метров. За время полета нейтронный сгусток разделяется по скоростям. В конце трубы ставится заслонка (шрекриватель), синхронно открывающаяся лишь в моменты пролета нейтронов определенной скорости. В результате из трубы выходят почти моноэнергетические нейтроны, энергия которых заключена в узких пределах.

Другой монохроматор нейтронов, в принципе, действует так же, как и монохроматор для атомных пучков, описанный в § 18 (пункт 8, рис. 37). Для него вращающиеся диски должны быть изготовлены из материала, непроницаемого для нейтронов (например, из кадмия, задерживающего тепловые нейтроны, или из специальных сплавов для задержания нейтронов, имеющих другие скорости). Как и предыдущий монохроматор, этот монохроматор является механическим. Механические монохроматоры эффективны для получения нейтронов с энергиями от тысячных долей до нескольких электропровольт.

6. В заключение коротко остановимся на получении других нейтральных частиц. К ним относятся прежде всего нейтральные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях:  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$ ,  $n$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\bar{\Sigma}^0$  и пр., а также нейтрино и антинейтрино.

всех сортов:  $v_e$ ,  $\bar{v}_e$ ,  $v_\mu$ ,  $\bar{v}_\mu$ ,  $v_\tau$ ,  $\bar{v}_\tau$ , которые участвуют только в слабых взаимодействиях. Сильновзаимодействующие частицы в заметных количествах возникают при бомбардировке мишени пучком заряженных частиц из ускорителя очень высокой энергии. Из-за релятивистских эффектов подавляющая часть всех возникающих частиц летит вперед. Пучок заряженных частиц можно отклонить сильным магнитным полем и таким образом выделить пучок, состоящий из разных нейтральных частиц различной энергии. При энергиях первичного пучка до 700—800 МэВ в основном образуются пейтроны. При энергиях выше нескольких гигаэлектронвольт появляются нейтральные каоны и нейтральные гипероны и т. д. Нейтральные пионы образовать пучка не могут из-за слишком короткого времени жизни ( $0,75 \cdot 10^{-16}$  с).

Нейтрино и антинейтрино подвержены только слабым взаимодействиям, а потому при столкновениях любых частиц с любыми мишениями рождаются в ничтожных количествах. Эти частицы рождаются при распадах. При  $\beta^-$ -распаде рождается электронное антинейтрино  $v_e$ , при  $\beta^+$ -распаде — электронное пейтрино  $v_e$ . Мощным источником электронных антинейтрино является ядерный реактор, электронного пейтрино — Солнце. Мюонные пейтрино  $v_\mu$  и антинейтрино  $\bar{v}_\mu$  возникают в современных протопных ускорителях: при столкновении первичного пучка с мишенью сначала возникают заряженные пионы, а затем идут следующие превращения:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{v}_\mu. \quad (85.6)$$

Из-за закона сохранения импульса при релятивистских скоростях все продукты распада в виде пучков летят в основном вперед. Если на пути пучков поставить достаточно толстую бетонную или железную стену, то все частицы будут поглощены, за исключением  $v_\mu$  и  $\bar{v}_\mu$ , которые беспрепятственно пройдут через нее (см. также § 74).

## § 86. Детекторы частиц

1. *Детекторами* называются приборы, служащие для регистрации частиц. Они разделяются на *счетчики* или *электронные детекторы*,рабатывающие электрический импульс, когда в объем детектора попадает ионизующая заряженная частица, и *трековые детекторы*, позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения заряженной частицы, но и оставить след (или трек) частицы, воспроизводящий ее траекторию. Это дает более полную информацию о движении частицы, процессах столкновения ее с другими частицами и пр. Созданы приборы с использованием электронных детекторов, позволяющие определять траектории большого числа заряженных частиц.