

Член-корреспондент АН СССР И. Я. ПОМЕРАНЧУК и Е. Л. ФЕЙНБЕРГ

## О ВНЕШНЕЙ (ДИФФРАКЦИОННОЙ) ГЕНЕРАЦИИ ЧАСТИЦ ПРИ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 26 IX 1953)

1. При больших энергиях ядерно-активных частиц ( $E > 10^9$  эв) возникают условия, в которых возможна генерация новых частиц через посредство своеобразного механизма, заслуживающего, на наш взгляд, внимания.

Рассмотрим взаимодействие быстрой частицы с ядром (или с другой частицей), сопровождающееся ее поглощением (приводящим к какой-либо ядерной реакции). Пусть длина волны частиц мала по сравнению с размерами ядра (или другой частицы). В таком случае неизбежным результатом поглощения является возникновение диффрагированной волны.

Обычно считают, что этот эффект проявляется только как упругое рассеяние. Однако связанное с таким рассеянием изменение движения заряда вызывает излучение  $\gamma$ -квантов (например, при поглощении  $\pi$ -мезонов ядрами).

Очевидно, что подобное диффракционное рассеяние ядерно-активных частиц (нуклонов,  $\pi$ -мезонов) должно сопровождаться испусканием  $\pi$ -мезонов, а может быть и нуклонных пар. Так как при этом генерация новых частиц осуществляется частицей, не проникающей внутрь ядра, то этот процесс можно называть также внешней генерацией.

Импульс, передаваемый в таком процессе ядру, относительно мал (как мы увидим, порядка или менее чем  $\mu c$ , где  $\mu$  — масса мезона,  $c$  — скорость света), вследствие чего ядро не возбуждается, и поэтому в процессе генерации практически не должно возникать медленных нуклонов. Генерируемая частица должна иметь направление, близкое к направлению первичной частицы, причем если ливень возникает при взаимодействии отдельной частицы с ядром, то характерным признаком подобного механизма является отсутствие второго, «обратного» конуса частиц.

2. Энергетический порог рассматриваемого процесса связан прежде всего с требованием, чтобы процесс происходил вне ядра.

Пусть, например, нуклон массы  $M$  и энергии  $E$  генерирует мезон энергии  $\varepsilon$  и массы  $\mu$ . Импульс, передаваемый ядру в продольном направлении, если считать углы разлета малыми, равен:

$$q_{\parallel} = \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - M^2 c^2} - \sqrt{\frac{(E - \varepsilon)^2}{c^2} - M^2 c^2} - \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{c^2} - \mu^2 c^2}.$$

Минимальное значение  $q_{\parallel}$  достигается при  $\varepsilon \approx \frac{\mu}{M} E$ , когда оно равно  $\mu c \frac{M c^2}{E}$ . Обратная величина  $q_{\parallel}$  определяет размеры эффективной области, участвующей в излучении. Эта область лежит вне ядра

радиуса  $R$ , если хотя бы для одного измерения, например для продольного, имеет место соотношение

$$q_{\parallel} R \ll h. \quad (1)$$

Это достигается при минимальном  $q_{\parallel}$ , когда

$$E \gg Mc^2 \frac{\mu c}{h} R \approx A^{1/2} Mc^2. \quad (2)$$

Таков энергетический порог рассматриваемого процесса, когда образующийся мезон уносит энергию  $\varepsilon \approx \frac{\mu}{M} E$ . Если, считая все частицы релятивистскими, искать порог для образования мезонов большей энергии,  $\varepsilon \sim E$ , то порог будет выше:

$$E \gg Mc^2 \frac{Mc}{h} R \approx A^{3/2} Mc^2 \frac{M}{\mu}. \quad (3)$$

В случае генерации  $n$  частиц пороги (2) и (3) возрастают в  $n$  раз.

Условие (1) по существу выражает требование, чтобы ядро участвовало в процессе, как целое. Такой процесс можно рассматривать и в рамках теории возмущений, когда поглощение в ядре мало и дело сводится к интерференции волн, рассеянных отдельными нуклонами ядра, например, как при фотогенерации мезонов (1). Однако теория возмущений, если и применима, то только в области медленных, нерелятивистских мезонов. Поэтому мы ею не пользуемся и считаем, наоборот, ядро сильно поглощающим, как черное тело. Для допустимости этого необходимо, чтобы полный передаваемый ядру импульс  $q$  был мал по сравнению с обратной толщиной  $d$  эффективно поглощающего слоя ядра («скин-слой»),  $qd \ll h$ .

Для оценки  $d$  нужно пояснить, что именно следует называть «поглощением», приводящим к возникновению дифракции и последующей дифракционной генерации. Пока речь идет об упругом дифракционном рассеянии, «поглощением» будет любое взаимодействие первичной частицы, выводящее ее из состояния с данным начальным импульсом  $p_0$ . Если же речь идет о дифракционной генерации, при которой ядру передается импульс  $q$ , то под «поглощением» нужно понимать процесс неупругого соударения, при котором первичная частица теряет импульс  $q$ , т. е. нужно считать

$$qd(q) < h. \quad (4)$$

Нас будут, как увидим, интересовать процессы, при которых  $q \sim \mu c$ . В области релятивистских энергий можно, повидимому, считать, что при сближении двух нуклонов на расстояние порядка  $h/\mu c$  происходит передача импульса не менее, чем  $\mu c$ . Поэтому и  $d$  нужно полагать равным  $h/\mu c$ . Следовательно, должно быть

$$q = \sqrt{q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2} \approx q_{\perp} \lesssim \mu c. \quad (5)$$

Таким образом, полный передаваемый импульс практически совпадает с поперечным.

3. Оценка величины эффективного сечения, ввиду отсутствия теории взаимодействия быстрых частиц, встречает значительные трудности. В качестве наводящих соображений используем выводы, получаемые при применении теории возмущений к процессу излучения (процесс дифракции на черном теле при этом трактуется феноменологически). Воспользовавшись, например, методикой, развитой Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком, будем налагать условия (1) и (5) на величину передаваемого импульса, т. е. отбирать диффрагированные волны, при которых передается достаточно большой импульс. При

этом получаются следующие оценки: частицы разлетаются под углом порядка  $Mc^2/E$  относительно первоначального направления нуклона. Поперечное сечение имеет порядок: ( $g$  — константа псевдоскалярной связи):

$$\sigma \approx \frac{g^2}{\pi \hbar c} \left(\frac{\mu}{M}\right)^2 R \frac{\hbar}{\mu c} = \frac{g^2}{\pi} \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \left(\frac{\mu}{M}\right)^2 A^{1/2}. \quad (6)$$

Теория возмущений здесь заведомо неверна. Однако указанный порядок величины сечения (6) можно получить и из более общих соображений. В системе отсчета, в которой первичная частица вначале покоится, она приобретает импульс порядка  $q_{\perp} \sim \mu c$ . Ее скорость при этом будет  $v \approx \left(\frac{\mu}{M}\right)c \ll c$ . Между тем, эффективное излучение частиц будет происходить лишь при  $v^2 \sim c^2$ . Это объясняет появление множителя  $(\mu/M)^2$ . Что касается линейной зависимости от радиуса ядра, то она является общей для диффракционных процессов такого рода и связана с тем, что отбираются достаточно большие передаваемые импульсы.

Из приведенных рассуждений следует, что для генерации мезонов мезонами ( $M = \mu$ ) эффект должен быть больше, чем при генерации нуклонами, а для легких ядер близок к геометрическому сечению (отличие в множителе  $A^{-1/2}$  и, может быть, в числовых множителях).

4. Сечение обычной генерации, связанной с попаданием первичной частицы в ядро, пропорционально  $A^{1/2}$ . Сечение же диффракционной генерации пропорционально  $A^{1/2}$ . Поскольку, кроме того, и энергетический порог растет с  $A$ , рассмотренный эффект должен быть относительно существеннее для легких ядер.

5. Процессы диффракционного возбуждения могут иметь место и в других случаях.

Пусть, например, происходит столкновение двух ядер. Если энергия падающего ядра настолько велика, что длина волны много меньше радиусов ядер, то наряду с процессом прямого соударения, приводящим к полному развалу ядер, должна происходить связанная с этим «поглощением» первичного потока диффракция, сопровождающаяся передачей малого импульса ядру в целом.

Если передан импульс  $q_{\perp} \gtrsim \mu c$ ,  $q_{\parallel} < \mu c / A^{1/2}$ , то могут осуществиться возбуждение и внешний, диффракционный развал одного из ядер (или обоих). При этом возможен не полный развал ядер, а разделение его на другие ядра. Не исключено, что подобным образом можно понять наблюдавшиеся в фотопластинках случаи, когда при столкновении быстрых ядер в космических лучах одно из них либо вовсе не разваливается, либо делится на 2 или 3 ядра.

Поступило  
8 V 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Е. Л. Фейнберг, J. of Physics, 5, 177 (1941).