Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXXI, № 5

ФИЗИКА

Е. Л. ФЕЙНБЕРГ и Д. С. ЧЕРНАВСКИЙ

О ГЕНЕРАЦИИ ЧАСТИЦ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 22 X 1951)

1. Взаимодействие быстрых нуклонов и мезонов было рассмотрено в ряде работ, использующих, за отсутствием теории элементарных частиц, различные полуколичественные соображения. Особый интерес представляет работа Ферми ([1]), некоторые пункты которой, однако, кажутся спорными. Ниже делается попытка видоизменить схему Ферми так, чтобы эти пункты были устранены.

В работе Ферми ([1]) считается, что сталкивающиеся нуклоны (масса покоя M, скорость близка к скорости света c), независимо от значения параметра удара, выделяют всю свою энергию E в объеме, имеющем форму эллипсоида (релятивистски сжатое статическое мезонное поле нуклона) с полуосями $\frac{\hbar}{\mu c}$ и $\frac{Mc^2}{E}\frac{\hbar}{\mu c}$, и что затем эта энергия делится между новообразовавшимися частицами, число которых определяется термодинамическими соображениями, примененными к этому эллипсоидальному объему.

Здесь кажутся спорными три пункта.

а) Предположение, что два сталкивающихся эллипсоидальных поля образуют «компаунд-состояния», требует, чтобы за время соударения, равное (по порядку величины) $\frac{1}{c}\frac{\hbar}{\mu c}\frac{Mc^2}{E}$, взаимодействие распространилось по всему объему и привело к термодинамическому равновесию. Однако на это требуется время заведомо не меньшее, чем $\frac{1}{c}\frac{\hbar}{\mu c}$ (поперечная ось поля не сжата). Таким образом, мы, повидимому, входим в противоречие с теорией относительности, чего хотелось бы избежать.

б) Предполагается, что эллипсоидальная форма объема сохраняется и после того, как частицы остановились и возникло «компаунд-состояние». Между тем, после остановки, в период формирования равновесного распределения, предположение о каком-либо поперечном сокращении кажется неестественным.

в) Как уже было отмечено ([2]), предположение о сильном взаимодействии не вяжется с представлением о том, что это взаимодействие прекращается, как только частица вылетает из эллипсоида. Можно, например, принять ([2]), что это взаимодействие и новообразование частиц продолжается во время их разлета, пока энергия отдельной частицы не упадет ниже порога ε ($\varepsilon \sim \mu c^2$), за которым образование частиц уже невозможно.

2. Для рассматриваемой ниже схемы взаимодействия существенно, что сечение сверхбыстрых частиц (во всяком случае, приближенно)

не зависит от энергии и имеет порядок $\pi\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 = \sigma_0$ — порядок «геометрического сечения» нуклона.

Подтверждение этого усматривалось [2] в том, что сечение взаимодействия нуклона с π-частицами сохраняет свое значение в интервале энергии $E = 10^8 - 10^9$ эв. Можно, однако, полагать, что экспериментальные факты свидетельствуют о приближенном постоянстве этого сечения вплоть до энергий в 10^8 раз бо́льших. В самом деле, на высотах порядка 4000 км (Памир) наблюдаются широкие воздушные ливни, суммарная энергия которых достигает $E_0 \sim 10^{17}$ эв, а на уровне земли таких ливней во много раз меньше [3]. Следовательно, первичные частицы успевают полностью провзаимодействовать уже на пути до высоты Памира, т. е. на пути порядка 10 пробегов частицы с геометрическим сечением σ_0. Учитывая, что для развития каждого ливня ядерно-активные частицы должны совершить, по крайней мере, несколько каскадов (в одном каскаде частица $E_0 \sim 10^{17}$ эв дала бы ядерно-активные и проникающие частицы в ничтожном телесном угле, и они не могли бы разойтись на ширину ливня), заключаем, что $\sigma(E) > \sigma_0 / 10$ вплоть до энергий $\sim 10^{17}$ эв. Естественно думать, что $\sigma(E) \sim \sigma_0 = \text{const}$.

Факт приблизительного постоянства σ в столь широком интервале энергий следует рассматривать как фундаментальный. Мы будем считать, что это постоянство имеет место и для захвата π-частиц нуклонами.

3. Перейдем к рассмотрению столкновения нуклона энергии $E_a \gg Mc^2$ с покоящимся нуклоном энергии $E_b = Mc^2$. Мы будем считать, что взаимодействие осуществляется через захват нуклонами мезонов, на которые можно разложить поле налетающего нуклона. Для строго центральных ударов это несправедливо, но их мы не будем рассматривать как весьма редкие. Представляется естественным принять, что возбужденные после обмена мезонами нуклоны будут (порознь) распадаться так, как это предполагалось в схеме Ферми для всей системы в целом.

Необходимо отметить, что кинематическая схема, согласно которой нуклоны обмениваются энергией и распадаются порознь, была предложена независимо Бете и Зацепиным. Однако эта чисто кинематическая схема не позволяла рассчитать передаваемую энергию.

Пусть в системе покоя нуклона a мезонное поле имеет вид

$$U = \frac{a}{r} e^{-r/r_0}, \quad r_0 = \frac{\hbar}{\mu c}. \tag{1}$$

Трансформируя его в систему нуклона b и разлагая в интеграл Фурье, легко получить спектр захватываемых мезонов на заданном расстоянии от нуклона.

Таким образом можно найти плотность потока импульса на единицу поверхности, перпендикулярной направлению движения.

На расстоянии r она равна

$$f(r) = \frac{1}{\pi} \frac{Mc}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{e^{-2r/r_0}}{rr_0} = P \frac{e^{-2r/r_0}}{\pi rr_0}. \tag{2}$$

По предположению, каждый из мезонов с вероятностью, равной единице, поглощается покоящимися нуклонами, если этот мезон попадает на площадь геометрического сечения с центром в нуклоне.

Поэтому покоящийся нуклон получает импульс $p = P\varkappa$, где $P\varkappa$ представляет собой интеграл плотности импульса по площади сечения σ_0.

При параметрах удара $R \sim r_0$ можно с достаточной точностью положить

$$P\varkappa = f(R)\,\sigma_0 = P\,\frac{e^{-2r/r_0}}{\pi r r_0}\,\pi r_0^2, \tag{3}$$

$$\varkappa = \frac{e^{-2r/r_0}}{r/r_0}.$$

Однако при $R > r_0$ это рассмотрение оказывается непригодным, поскольку среднее число мезонов, попадающих на площадку σ_0, становится меньше единицы; начинает сказываться квантовая структура мезонного поля и вероятность процесса резко (экспоненциально) падает.

Процесс удобно рассматривать в системе центра тяжести нуклонов, в которой скорость нуклона равна $\beta_0 c$, а энергия

$$\frac{W_0}{2} = \sqrt{\frac{Mc^2 E_0}{2}}. \tag{4}$$

Законы сохранения энергии и импульса дают возможность найти величину возбуждения и, следовательно, массу возбужденного нуклона M_1 (и его скорость $\beta_1 c$).

$$\begin{gathered} \frac{M_1 c \beta_1}{\sqrt{1-\beta_1^2}} = \frac{Mc^2\beta_0}{\sqrt{1-\beta_0^2}}\,(1-2\varkappa), \\ \frac{M_1 c^2}{\sqrt{1-\beta_1^2}} = \frac{W_0}{2} = \frac{Mc^2}{\sqrt{1-\beta_0^2}}, \end{gathered} \tag{5}$$

откуда

$$\beta_1 = 1 - 2\varkappa,$$

$$M_1 c^2 = \frac{W_0}{2}\sqrt{1-\beta_1^2} \cong W_0\sqrt{\varkappa} = \xi W_0. \tag{6}$$

4. В дальнейшем возбужденные нуклоны распадаются на π-частицы (вероятностью генерации нуклонов пренебрегаем ([2])). Этот процесс удобно рассматривать в системе покоя одного из нуклонов, где энергия его $E = M_1 c^2 = \xi W_0$. Объем, в котором происходит новообразование частиц в этой системе, заведомо сферический. Таким образом, к нашей схеме замечания а) и б) (см. п. 1) не относятся. Однако замечание в) остается.

Считая, что распад происходит по схеме ([1]), т. е. объем постоянен и равен $\Omega_0 = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^3$, найдем следующее число π-мезонов, испускаемых одним возбужденным нуклоном:

$$N'_\pi = 0{,}367\,\Omega_0\left(\frac{\xi W_0}{\Omega_0 \hbar c}\right)^{3/4}.$$

Так как процесс на обоих нуклонах протекает одинаково, то полное число π-мезонов равно

$$N_\pi = 2N'_\pi = 0{,}73\,\Omega_0^{1/4}\left(\frac{W_0}{\hbar c}\right)^{3/4}(\varkappa)^{3/8} = 4{,}3\left(\frac{W_0}{Mc^2}\right)^{3/4}(\varkappa)^{3/8}, \tag{7}$$

или

$$N_\pi = 5\left(\frac{E_0}{Mc^2}\right)^{3/8}(\varkappa)^{3/8},$$

где E_0 — энергия налетающего нуклона в лабораторной системе координат.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
26 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] E. Fermi, Progress of Theor. Phys., 5, No. 4, p. 570 (1950). [2] И. Я. Померанчук, ДАН, 78, № 5 (1951). [3] Г. Т. Зацепин, В. В. Миллер, И. Л. Розенталь и Л. Х. Эйдус, ЖЭТФ, 17, № 12, 1125 (1947).