

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.48
Т-529

P1 - 7888

2836/2-74

К.Д.Толстов

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ
КОГЕРЕНТНОЙ ЭЛЕКТРОГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

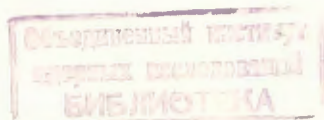
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7888

К.Д.Толстов

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ
КОГЕРЕНТНОЙ ЭЛЕКТРОГЕНЕРАЦИИ ПИОНОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР



Толстов К.Д.

PI - 7888

Оценка сечения когерентной электрогенерации пионов
в столкновениях релятивистских ядер

Оценка сечения генерации пионов высокой энергии при столкновении релятивистских ядер производится на основе модели виртуальных фотонов, совместно с принципом масштабной инвариантности и экспериментальными данными по генерации пионов электронами.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Tolstov K.D.

PI - 7888

Estimate of the Cross Section of the Coherent
Pion Electrogeneration in Relativistic Nucleus
Collisions

Estimate of the cross section of the high-energy pion generation at relativistic nucleus collisions is made on the basis of the virtual proton model, the scale invariance principle and experimental data on pion generation by electrons.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В настоящем сообщении предполагается, что принятая схема рождения частиц в столкновениях e^-p , через взаимодействие виртуального фотона, может быть распространена на столкновения релятивистских ядер. Начальный этап для ядер, аналогично e^-p -столкновениям, есть электромагнитный процесс, обусловливаемый наличием зарядов у сталкивающихся частиц. При столкновении ядер виртуальный фотон взаимодействует с одним из нуклонов ядра мишени или налетающего ядра аналогично тому, как это происходит в e^-p -столкновениях.

Кардинальным является предположение, что виртуальный фотон возникает за счет когерентного действия всего заряда ядра, протоны которого только транспортируют этот заряд. Для этого когерентного процесса электрогенерации при столкновении ядер далее предполагается справедливость масштабной инвариантности, распространенной впервые на столкновения ядер А.М.Балдиным и подтвержденной в опытах по генерации пионов дейтронами ^{1/}.

В модели виртуальных фотонов для e^-p -столкновения используется диаграмма рис. 1 и следующие обозначения:

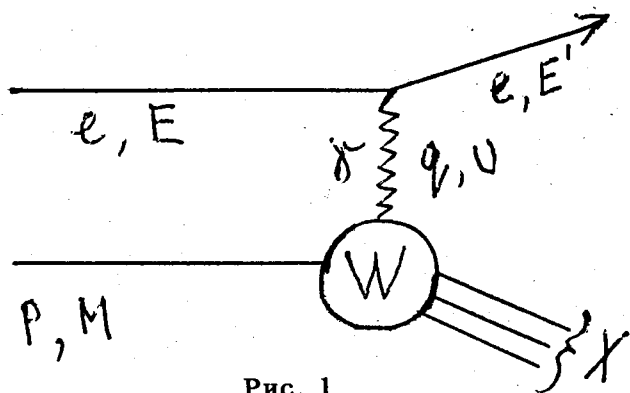


Рис. 1

q - четырехмерный импульс виртуального фотона, ν - энергия виртуального фотона в лабораторной системе, E - начальная энергия электрона, E' - конечная энергия электрона, θ - угол рассеяния электрона, W - полная энергия в системе центра масс виртуальный фотон-протон.

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2\nu M,$$

$$-q^2 = 4EE' \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

/1/

Произведем оценку сечения и энергии пионов, генерируемых при столкновении ядер с зарядами $Z_1 = Z_2$, на основе диаграммы, аналогичной показанной на рис. 1, используя данные по электрогенерации π^+ -мезонов в e^-p -столкновениях из [2]. На рис. 2 из этой работы приведен релятивистский инвариант:

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dP_{||} dP_{\perp}^2} = \frac{E^*}{\pi P_{\max}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dP_{\perp}^2}$$

/2/

как функция параметров W , q^2 , P_{\perp}^2 , σ_{tot} - полного сечения электрогенерации и $x' = P_{||}^* / [(P_{\max}^*)^2 - P_{\perp}^2]^{1/2}$. $P_{||}^*$ есть компонента импульса пиона в системе центра масс в направлении импульса виртуального фотона, а P_{\max}^* - максимальный импульс пиона. С уменьшением P_{\perp}^2 $x' \rightarrow x$. ($x = P_{||}^* / P_{\max}^*$).

Далее отметим, что чем больше $\nu = E - E'$ и меньше $|q^2|$, тем меньше разница в кинематических соотношениях для виртуального и реального фотонов с одинаковой энергией, так как уменьшается зависимость W от q^2 .

При постоянных E' и q^2 с ростом E уменьшается угол рассеяния электрона θ , а следовательно, и угол между импульсами начального электрона и виртуального фотона, т.к. равны поперечные импульсы рассеянного электрона и виртуального фотона. Следовательно, с ростом E сближаются траектории виртуального фотона и первичного электрона.

Согласно рис. 2, при $W = 2,14 \text{ ГэВ}$; $-q^2 = 1,2$ и $0 \leq P_{\perp} \leq 0,02$ релятивистский инвариант $\frac{E}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ ра-

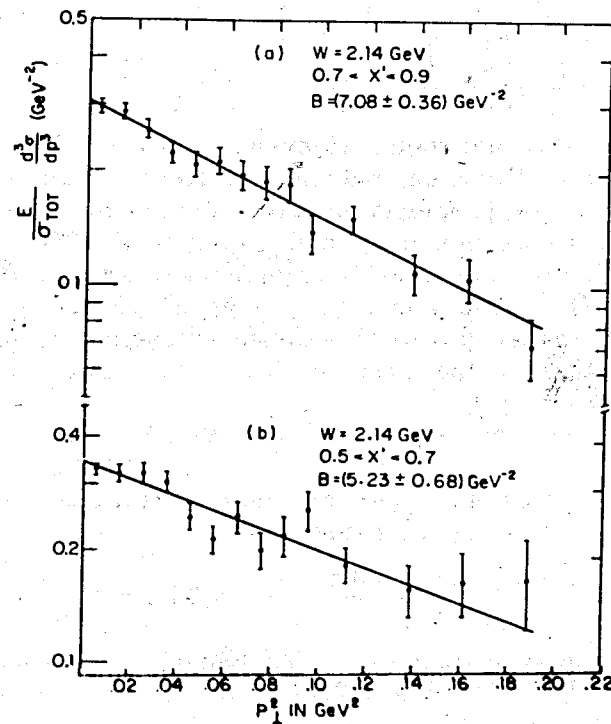


Рис. 2

вен $\sim 0,3$ для $0,7 < x' < 0,9$ и $\sim 0,35$ для $0,5 < x' < 0,7$.
Предположив, что $0,35 \sigma_{tot}$ является средней вели-

чиной $E \frac{d^3 \sigma}{dP_{\perp}^3}$ в интервале $0,3 \leq x' \leq 0,9$, можно получить
нижнюю оценку величины $\frac{d\sigma}{dP_{\perp}^2}$, согласно /2/, проинтег-

рировав $\frac{E^*}{\pi P_{max}^*} \frac{d^2 \sigma}{dx dP_{\perp}^2} = 0,35 \sigma_{tot}$ по $dx = dx'$, откуда:

$$\frac{d\sigma}{dP_{\perp}^2} \approx \frac{\pi P_{max}^*}{E^*} \sigma_{tot} \cdot 0,21. \quad /3/$$

Из формулы /1/ для выбранных значений W и q^2 получим
 $\nu = 2,62$ ГэВ. Максимальная энергия π^+ -мезона в системе
центра масс E^* равна:

$$E^* = \frac{W^2 + M_n^2 - m_n^2}{2W}, \quad /4/$$

где M_n - масса нейтрона. Получим $E^* = 1,27$ ГэВ.

Перейдем в предположении масштабной инвариантно-
сти к оценке дифференциального сечения и энергии π^+ -ме-
зона при столкновении ядра с зарядом $Z=20$ и с энер-
гией 20 ГэВ на нуклон с одинаковым ядром. Примем,
что энергия виртуального фотона равна νZ , а ν , $-q^2$ и
 $\langle x \rangle$ имеют ранее использованные значения: $2,62$ ГэВ;
 $1,2$ ГэВ и $0,6$ соответственно. Тогда получим:

$$W_Z^2 = M^2 + q^2 + 2\nu ZM = 96,24 \text{ ГэВ}^2.$$

Энергия π^+ -мезона в системе центра масс виртуальный
фотон-протон E_{π}^* будет равна:

$$E_{\pi}^* = \frac{W_Z^2 + M_n^2 - m_{\pi}^2}{2W_Z} = 4,95 \text{ ГэВ}.$$

В системе центра масс $\beta_{\pi}^* = 0,9996$; $P_{\pi}^* = 4,948$ ГэВ/с.
 $\langle P_{\pi}^* \rangle = \langle x \rangle P_{\pi}^* = 4,948 \cdot 0,6 = 2,97$ ГэВ/с. Скорость системы
центра масс β_c найдем, используя W -массу этой сис-
темы и полную энергию в лабораторной системе $\Sigma = \nu Z + M$:
 $\beta_c = 0,983$.

Используем соотношение /3/ в предположении спра-
ведливости масштабной инвариантности при переходе
от /2/ к /3/ /аналогично e^-p -столкновениям/ для вза-
имодействия виртуального фотона, возникающего за счет
когерентного действия всего заряда ядра. Тогда диф-
ференциальное сечение вылета π^+ -мезона в с.ц.м. под
углом θ_{π}^* при малых углах получим заменой

$$dP_{\perp}^2 \approx \frac{2}{\pi} (P^*)^2 d\Omega. \quad /5/$$

Из /3/ и /5/ будем иметь:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi}^*} = 2 \frac{(P^*)^3}{E^*} \sigma_{tot} \cdot 0,21.$$

Найдем интервал углов вылета π^+ -мезона в с.ц.м.
при ранее выбранных условиях: $0 \leq P_{\perp}^2 \leq 0,02$;
 $0 \leq \text{tg} \theta_{\pi}^* \leq P_{\perp} / 0,6 P^*$. Получим $0 \leq \theta_{\pi}^* \leq 2^{\circ}44'$. Переходя
в лабораторную систему, будем иметь: $0 \leq \theta_{\pi} \leq 15'$;
 $P_{\pi} = 52$ ГэВ/с.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1234 \sigma_{tot} / \text{ср}. \quad /6/$$

Полное π^+ сечение электрогенерации $-\sigma_{tot}$ может быть
оценено на основе формулы двойного дифференциального
сечения для рассеянного электрона, согласно /3/:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega' dE'} = \frac{4\alpha^2 (E')^2}{q^4} [2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2}],$$

в которой при малых углах θ можно пренебречь членом
с W_1 .

Получим $W_2 = \frac{W_Z^2 - M^2}{8\pi^2 \alpha M} \frac{q^2}{q^2 + \nu^2} [\sigma_T(\nu, q^2) + \sigma_S(\nu, q^2)]$,
причем при $-q^2 \rightarrow 0$ $\sigma(\nu, q^2) \rightarrow 0$, а $\sigma_T(\nu, q^2) \rightarrow \sigma_T(0)$; где
 $\sigma_T(\nu)$ - есть полное сечение поглощения реального фотона.
Следовательно, в этих приближениях:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega' dE'} = \frac{\alpha (E')^2}{2\pi^2 M q^2} \frac{W_Z^2 - M^2}{q^2 + \nu^2} \sigma_T(0) \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad /7/$$

После преобразования, пренебрегая в /7/ членом $\frac{q^4}{8(E E')^2}$ по сравнению с $q^2/E E'$ и интегрируя по θ в пределах

$$0 \leq \theta \leq \arccos\left(1 + \frac{q^2}{2 E E'}\right),$$

получим:

$$\frac{d\sigma}{dE'} = \frac{\alpha E' (W^2 - M^2)}{2\pi E (q^2 + \nu^2)} \sigma_T(\nu). \quad /8/$$

Для определения σ_{tot} проинтегрируем /8/ по dE' в пределах от E до E' и оставим основной член, тогда:

$$\sigma_{tot} = \frac{\alpha \sigma_T(0) (W^2 - M^2)}{\pi E} \left[\ln \frac{E^2 - q^2 - 2 E E' + E'^2}{-q^2} \right]. \quad /9/$$

Подставляя в /9/ $E' = \frac{1}{2} E$; $-q^2 = 0,1$; $E = 400$; W - в соответствии с /3/ и беря по данным /5/ $\sigma_T(0)$ равным 100 мкбарн, получим: $\sigma_{tot} \sim 3$ мкбарн. Используя это значение в /6/, будем иметь в лабораторной системе:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} = 3,7 \text{ мкб/ср.}$$

/Отметим, что в работе /6/ получена формула для сечения кулоновской генерации частиц при столкновении протонов с ядрами:

$$\sigma = \frac{3 z^2 e^4}{4 \pi m^2 c^4} \left[\ln \frac{2 R / m_\pi}{[(M_{min}^2 / m_\pi)^2 - (M / m_\pi)^2] A^{1/3}} \right],$$

согласно которой сечение генерации пионов протонами с энергией 20 ГэВ на ядре кальция составит ~ 230 мкбарн/.

В проведенном расчете получена верхняя оценка сечения, т.к. не было учтено влияние формфактора протона /и ядра/, который действует в сторону снижения сечения. Однако влияние формфактора уменьшается с уменьшением $|q^2|$, и наоборот, сечение электрогенерации $-\sigma_T$ увеличивается /и по данным /7/ монотонно/ с уменьшением $|q^2|$.

В работе /8/, при совпадающих с использованными в нашем расчете значениями $W, -q^2 / 2,15 \text{ ГэВ}$ и $1,188 \text{ ГэВ}^2/c^2/$ показан рост дифференциального сечения

сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi}$ в $\sim 2,5 \pm 0,15$ раза при переходе к $-q^2 = 0,396$.

Наиболее критичным для сделанной оценки сечения является, однако, не формфактор, а предположение о когерентном действии протонов ядер в модели виртуального фотона, проверка чего представляет самостоятельный интерес.

Литература

1. А.М.Балдин. Сборник "Краткие сообщения по физике", т. 1, изд. АН СССР, 1971; А.М.Балдин, Н.Георденеску и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
2. С.У.Бибек et al. Phys.Rev.Lett., 30, 624 (1973).
3. F.W.Brass et al. Nucl.Phys., 39B, 421 (1972).
4. Proc. 1971 Int. Symp. on Electron and Proton Inter., p. 191. Corn. Univ. (1971).
5. K.Berkelman. XVI Int. Conf. on High-Energy Physics, v. 4, p. 41 (1972).
6. M.L.Good, W.D.Wolker: Phys.Rev., 120, 1855 (1960).
7. C.Driver, K.Heinloth et al. Phys.Lett., 35B, 77 (1971).
8. C.C.N.Brown, C.R.Canizares et al. Phys.Rev.Lett., 26, 987 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 апреля 1974 года.