

КАСКАДНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОДПОРОГОВОГО ОБРАЗОВАНИЯ K^+ -МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

H.A. Тарасов, В.П. Коптев, М.М. Нестеров

Показано, что при энергии начальных протонов 900 – 1000 МэВ двухступенчатый механизм, связанный с рождением пиона в промежуточном состоянии, является определяющим для процесса образования K^+ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях.

В последние годы одним из основных направлений исследования ядерных реакций в области промежуточных энергий начальных частиц является поиск таких процессов, которые не могли бы быть объяснены в рамках традиционных одночастичных представлений о структуре ядра и механизме ядерных реакций. При описании реакций подпорогового рождения антiproтонов определяющим оказывается двухступенчатый механизм, на первой стадии которого рождается пион ($pN \rightarrow \pi NN$), а затем антiproton рождается в пион-нуклонном взаимодействии ($\pi N \rightarrow p\bar{p}N$)¹. Механизм, связанный с рождением пиона в промежуточном состоянии, оказывается важным и при описании рождения K^+ -мезонов в столкновениях релятивистских ядер² и в реакциях с образованием кумулятивных частиц³. Поэтому представляется интересным детально исследовать вклад двухступенчатого механизма в сечение реакций подпорогового рождения K^+ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях, для которых в настоящее время получена наиболее полная экспериментальная информация^{4, 5}.

В этом случае двухступенчатый механизм выглядит следующим образом: на первом этапе рождается пион ($pN \rightarrow \pi NN$), на втором происходит рождение K^+ -мезона ($\pi N \rightarrow K^+ \Lambda$). Простые оценки показывают, что порог двухступенчатого механизма ниже порога прямого ($pN \rightarrow NK^+ \Lambda$), а при учете ферми-движения нуклонов в ядре двухступенчатый механизм может давать вклад в сечение рождения K^+ -мезона при всех энергиях начальных протонов, для которых имеются экспериментальные данные (800 – 1000 МэВ), тогда как прямой механизм может давать вклад лишь при наличии высокоимпульсной компоненты в распределении нуклонов ядра.

Вычисление сечений рождения K^+ -мезонов проводится с использованием следующих приближений. 1) Квазиклассическое описание процесса распространения пионов и нуклонов в ядре. 2) Использование свободных сечений рождения пионов в нуклон-нуклонных столкновениях, причем процесс $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ d$ в работе не учитывается. 3) Импульсное распределение нуклонов в ядре задается моделью ферми-газа, что оправдано при квазиклассическом описании ядерных реакций, не требующих высокоимпульсной компоненты. 4) Сечение рождения K^+ -мезонов аппроксимируется выражением, хорошо воспроизводящим экспериментальные данные⁶

$$\sigma(\pi N \rightarrow K \Lambda) = \begin{cases} 0, & E < 767 \text{ МэВ} \\ 6,6 \cdot 10^{-30} (E - 767) \text{ см}^2, & 767 \text{ МэВ} < E < 877 \text{ МэВ}, \\ 7,26 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2, & 877 \text{ МэВ} < E \end{cases}$$

где E – кинетическая энергия пиона в системе, где нуклон поконится. 5) Пренебрегаем процессами перерассения K -мезонов в ядре.

Для рассматриваемой области энергий нуклонов и пионов приближения 1) – 3), как показано в работе⁷, дают точность описания неупругих протон и пион-ядерных взаимодействий 10 %, при этом может быть использована модель внутриядерных каскадов. Использование приближения 5) оправдано, так как в работе исследуются полные сечения образования K^+ -мезонов, а учет процессов перезарядки $K^+ \rightleftharpoons K^0$, как показывают оценки даже для тяжелых ядер, могут изменить результат не более, чем на 10 %. Результаты расчетов приведены на рис. 1 – 3. Из рис. 1 видно, что исследуемый механизм хорошо воспроизводит зависимость сечения от массового числа ядра-мишени A при энергии протонов 1 ГэВ.

На рис. 2 приведена зависимость сечения рождения K^+ -мезонов от энергии протонов для ядер Pb и C. Следует отметить, что при энергии протонов меньше 900 МэВ результаты рас-

чесов находятся ниже экспериментальных данных. Этот результат можно объяснить, если проанализировать импульсное распределение нуклонов ядра, участвующих в процессе рождения K^+ -мезонов. Если при энергии налетающих протонов 1 ГэВ в реакции участвуют нуклоны со всеми разрешенными импульсами (см. рис. 3), то при энергиях 830 – 850 МэВ – только нуклоны с импульсами, близкими к границе импульсного распределения, причем выделенность выбираемых импульсов особенно заметна в процессе $\pi N \rightarrow K^+ \Lambda$. Следует отметить, что, как показывают расчеты, в реакции в основном участвуют нуклоны ядра, движущиеся навстречу распространяющейся в ядре частице – протону или пиону.

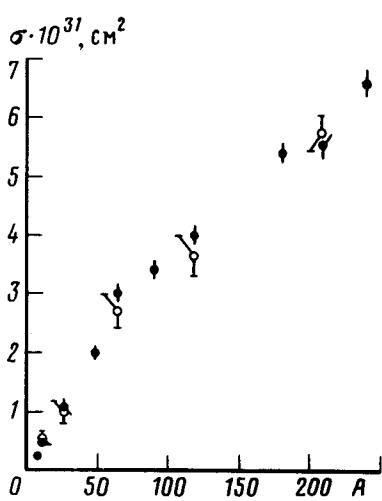


Рис. 1

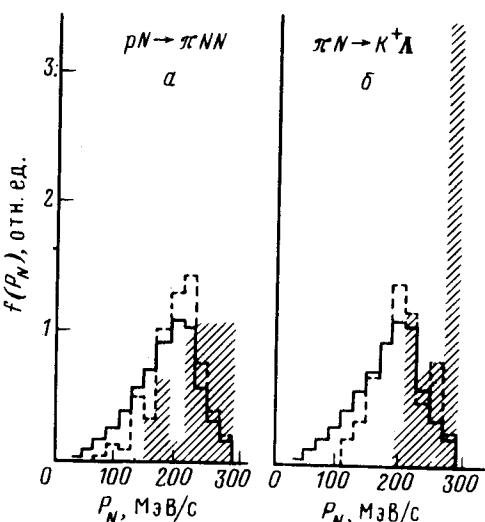


Рис. 3

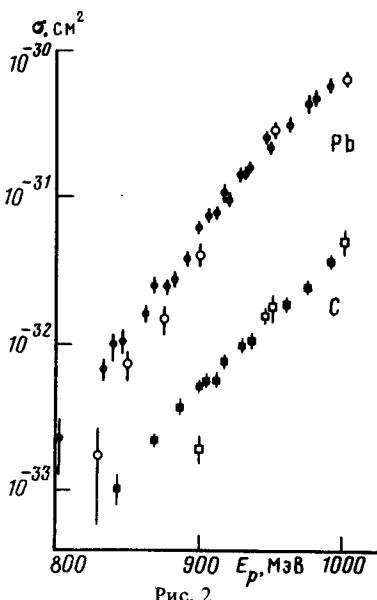


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость сечения образования K^+ -мезонов от массового числа ядра-мишени: \bullet – экспериментальные точки из работы [5] при энергии протонов 0,99 ГэВ; ϕ – результаты расчетов

Рис. 2. Зависимость сечения образования K^+ -мезонов от энергии начальных протонов для ядер Pb и C: \bullet – экспериментальные точки из работы [5]; ϕ – результаты расчетов

Рис. 3. Импульсное распределение нуклонов ядра: сплошная гистограмма – исходное; пунктир – для нуклонов ядра, участвующих в реакции при энергии начальных протонов 1 ГэВ; заштрихована область импульсов нуклонов при начальной энергии 830 – 850 МэВ; а – для первой стадии реакции ($pN \rightarrow \pi NN$), б – для второй стадии ($pN \rightarrow K^+ \Lambda$)

Отметим, что модель ферми-газа малопригодна для описания высокоимпульсной компоненты нуклонов в ядре. Поэтому каскадный механизм для описания подпорогового рождения K^+ -мезонов обеспечивает надежные результаты лишь в области энергий начальных протонов 900 – 1000 МэВ. Что касается более низких энергий, то для их описания необходимо более корректно учитывать высокоимпульсную компоненту распределения нуклонов, что может привести к устранению расхождения результатов расчетов с экспериментальными данными. Как уже отмечалось выше, при описании рождения пионов процесс $pp \rightarrow \pi^+ d$ не рассматривался, что может привести к увеличению сечения рождения K^+ -мезонов приблизительно

но на 30 %, если конечно этот процесс в центральных областях ядра по каким-либо причинам не подавлен.

В заключение отметим, что для изучения высокоимпульсной компоненты распределения нуклонов в ядре, по—видимому, наиболее перспективной является реакция подпорогового рождения K^+ -мезонов в пион-ядерном взаимодействии, так как в этом случае реакция является одноступенчатой и ее сечение при энергии пионов меньше 600 МэВ сильно зависит от предположений о высокоимпульсной компоненте в распределении нуклонов в ядре. Вычисления для ядра Pb показывают, что сечение реакции $\pi^+ + Pb \rightarrow K^+$ при энергии пионов 600 МэВ равно $4,8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$.

Авторы благодарны В.Б.Копелиовичу и И.С.Шапиро за обсуждения.

Литература

1. Копелиович В.Б. ЯФ, 1985, **42**, 854.
2. Barz H.W., Iwe H. Phys. Lett., 1985, **153B**, 217.
3. Нестеров М.М. и др. Препринт ИТЭФ, №26, 1985.
4. Абросимов Н.К. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, **36**, 211.
5. Абросимов Н.К. и др. Препринт ЛИЯФ-1149, Л., 1985.
6. Brocet E. et al. GERH/HERA 72-1, 11. 5. 1972.
7. Нестеров М.М., Тарасов Н.А. ЖЭТФ, 1984, **86**, 390.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 февраля 1986 г.