

РЕАКЦИИ ОБРАЗОВАНИЯ Ξ -ГИПЕРОНОВ НА НУКЛОНАХ

В.Л. Коротких¹, Д.Е. Ланской¹, Д.А. Шаров²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

²Физический Факультет МГУ, 119991 Москва, Россия

sharov@depni.sinp.msu.ru

A phenomenological model of Ξ hyperon production from nucleons by antikaons is developed. The model successfully reproduces available experimental data on integral and differential cross sections of the reaction in the different charge channels at the center-of-mass energies from the threshold up to 3.2 GeV. It is shown that the baryonic (u channel) exchange is the dominant reaction mechanism.

1. Введение

Ξ -гипероны со странностью -2 были открыты более 50 лет назад, однако их свойства изучены гораздо хуже, чем свойства Λ - и Σ -гиперонов со странностью -1. Главная причина этого в том, что данные по образованию Ξ -гиперонов, весьма скудные и полученные с малой статистикой, представляют собой недостаточно надежную эмпирическую базу для разработки теоретических подходов.

Определенный объем информации о рождении Ξ -гиперонов был получен в 60-70-е годы в единственной практически возможной бинарной реакции $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ [1,2]. Рождение Ξ -гиперонов также изучалось и в некоторых других экспериментах, например на Σ -гиперонных пучках [3]. Известен ряд теоретических работ (например, [4,5]), в которых обсуждались возможные механизмы реакции $K N \rightarrow K\Xi$ и отмечены некоторые интересные закономерности, однако попыток единого описания всей совокупности или хотя бы значительной части экспериментальной данных до настоящего времени не предпринималось.

Можно надеяться, что в ближайшие годы физика Ξ -гиперонов выйдет на качественно новый уровень благодаря развитию экспериментальной базы. Изучение фоторождения Ξ -гиперонов в реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$ уже сейчас активно идет в Джефферсоновской лаборатории (США) [6]. Хотя сечения электромагнитного рождения, разумеется, малы, возможности ускорительного комплекса СЕВАФ позволяют получить весьма детальную информацию о реакции. Мощный пучок антикаонов, который вскоре должен быть получен на ускорительном комплексе J-PARC (Япония), позволит выполнить исследование рождения Ξ -гиперонов на ядрах и получить информацию о ΞN -взаимодействии из свойств Ξ -гиперядер [7], о которых до настоящего времени известно очень мало.

Для изучения спектра Ξ с высокой статистикой в фоторождении необходим непрерывный пучок и детектирование эксклюзивных многочастичных конечных состояний. JLab, имея ускоритель электронов непрерывного действия и детектор большого акцептанса CLAS, предоставляет уникальные возможности для таких исследований. В Джефферсоновской лаборатории Ξ -гипероны исследуются в реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ X (X = \Xi^-)$, где два

K^+ -мезона детектируются на основе измерения импульса и скорости, а Ξ^- определяется по характерному пику в спектре недостающей массы системы K^+K^+ . Также изучается реакция $\gamma p \rightarrow K^+K^+\pi^-X$, в которой предполагается, что $\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^0\pi^-$. В спектре недостающих масс, представленном на рис. 1 [10], видны пики, соответствующие основному состоянию $\Xi^-(1321)$ и первому возбужденному состоянию $\Xi^-(1530)$. Преимущество использования техники недостающей массы системы K^+K^+ заключается в малости физического фона: если в конечном состоянии есть два K^+ -мезона, то оставшаяся часть должна иметь странность, барионный и электрический заряды, как у каскадного гиперона. К настоящему моменту в Лаборатории Джефферсона уже получены с высокой статистикой данные по рождению основного состояния Ξ , и идет обработка данных по Ξ -резонансам.

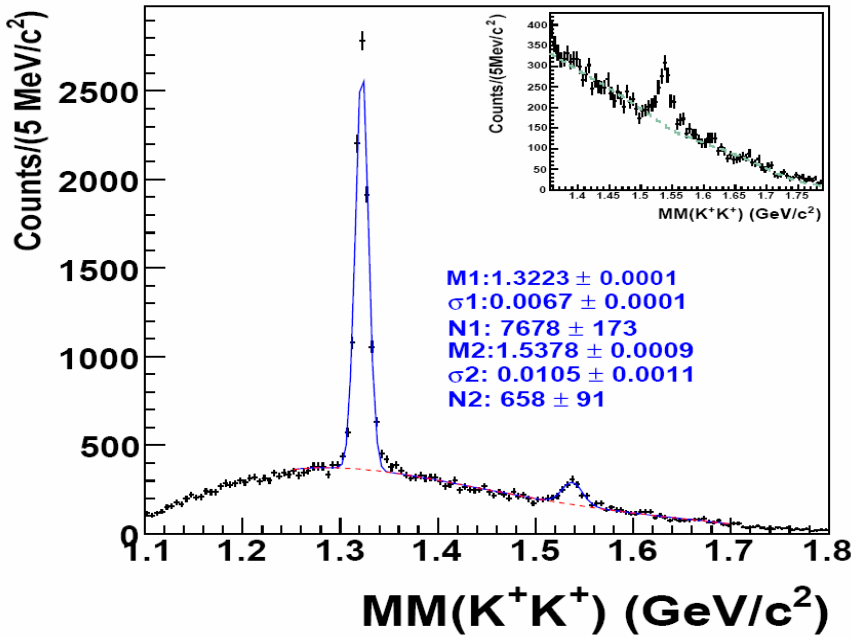


Рис. 1. Спектр недостающей массы системы K^+K^+ , полученный в Джефферсоновской лаборатории.

Таким образом, разработка теоретических подходов, позволяющих описать различные реакции рождения Ξ -гиперонов и понять их механизмы, становится актуальной задачей. В настоящей работе мы представляем анализ всей совокупности данных о реакции $\bar{K} N \rightarrow K\Xi$. Механизмы рождения Ξ -гиперонов каонами и фотонами схожи (схематически процесс фоторождения в простейшем случае можно представить как $\gamma \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^+$, $K^-p \rightarrow K^+\Xi^-$). Поэтому в дальнейшем модель будет использоваться для анализа данных по фоторождению Ξ .

2. Модель

Основные данные по реакциям $\bar{K}N \rightarrow K\Xi$ в различных зарядовых каналах были получены в эпоху расцвета техники пузырьковых камер. Были измерены интегральные и дифференциальные сечения реакций

$$K^-p \rightarrow K^+\Xi^-, \quad (1)$$

$$K^-p \rightarrow K^0\Xi^0, \quad (2)$$



и, в некоторых случаях, поляризация Ξ -гиперонов. Данные по реакции (1) наиболее детальны, объем данных по реакции (2) значительно меньше, данные по последней реакции совсем скудны. Мы анализируем в данной работе сечения реакций (1)-(3) при полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s}=1.8-3.2$ ГэВ.

В большинстве известных бинарных реакциях важную роль играет механизм одномезонного t -канального обмена. Однако в процессе $K^- N \rightarrow K \Xi$ такой обмен невозможен, т.к. не существует мезонов с двойной странностью. Характерной особенностью измеренных дифференциальных сечений является сильно выраженный пик “назад”, т.е. при угле вылета каона вблизи 180° по направлению к пучку. Такой пик качественно интерпретируется обычно (например, [8]) как проявление u -канального (барионного) обмена (Рис. 2а), хотя предлагались и другие объяснения [5]. В данной работе мы проверим гипотезу о доминировании u -канального обмена на количественном уровне.

Другим простейшим механизмом реакции является s -канальный (резонансный) механизм (Рис. 2б). В обоих случаях промежуточными частицами являются гипероны со странностью -1, в том числе гиперонные резонансы. В интересующей нас области энергий известен целый ряд надежно установленных Λ - и Σ -резонансов [9], которые в принципе могут давать вклад в сечение реакции посредством резонансного механизма. Однако ни для одного из этих резонансов не обнаружено сколько-нибудь заметной вероятности распада на каон и Ξ -гиперон. Имеющиеся данные вряд ли позволят найти эти небольшие вероятности. В данной работе мы не учитываем резонансный механизм.

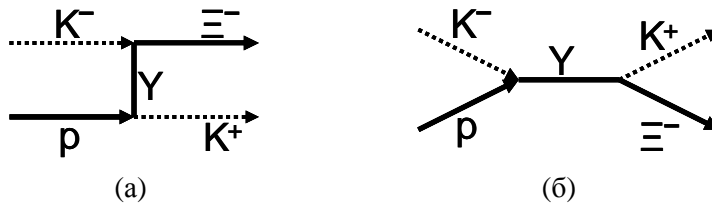


Рис. 2. Диаграммы процесса $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$ соответствующие u - и s -каналам.

Для вычисления амплитуд и сечений используется стандартная диаграммная техника. Вершины диаграммы на Рис. 2а описываются эффективными лагранжианами с псевдовекторной связью (см., например, [10]). Формфактор для каждой диаграммы выбран в гауссовском виде $F(q)=\exp(-q^2/Q^2)$, где q - 3-импульс обмениваемого бариона, а Q – параметр обрезания. Для частиц со спином $3/2$ использовался пропагатор, предложенный в [11].

3. Результаты и обсуждение

Мы выполнили прямую подгонку параметров модели под экспериментальные интегральные и дифференциальные сечения реакций (1) и (2). Учет обмена только Λ - и Σ - гиперонами в основных состояниях уже позволяет получить разумное описание данных. Описание существенно

улучшается, если включить также обмен двумя резонансами со спином 3/2: $\Sigma(1385)$ и $\Lambda(1520)$. Дальнейшее увеличение числа резонансов, например, добавление $\Lambda(1405)$, не дает заметного эффекта.

Таким образом, в нашей модели учитывается обмен 4 барионами. Имеется 8 свободных параметров: произведения соответствующих вершинных констант $f_Y = f_{KNY}f_{K\Xi Y}$ и параметры обрезания Q_Y , где Y обозначает обмениваемый гиперон.

Мы нашли целый ряд наборов параметров, дающих сравнимое по качеству описание данных. Интегральные сечений, получаемые с одним из них ($f_\Lambda=0.151$, $f_{\Lambda(1520)}=-0.346$, $f_\Sigma=-0.405$, $f_{\Sigma(1385)}=0.196$, $Q_\Lambda=809$ МэВ, $Q_{\Lambda(1520)}=1141$ МэВ, $Q_\Sigma=692$ МэВ, $Q_{\Sigma(1385)}=1261$ МэВ), представлены на Рис. 3. Суммарное значение $\chi^2 = 871$ при 374 экспериментальных точках.

Видно, что наша модель позволяет получить хорошее согласие с экспериментом для всей совокупности данных. По-видимому, это означает, что механизм u -канального обмена действительно является доминирующим, хотя, разумеется, не означает, что вклад резонансного, а, возможно, и других механизмов вообще отсутствует. Расчеты хорошо воспроизводят энергетическую зависимость интегральных сечений, пик “назад” и общую форму дифференциальных сечений. Мы проверили также, что получаемые значения параметров позволяют описать имеющиеся несколько экспериментальных точек для реакции (3). Эти точки не включались в процедуру подгонки, поэтому могут служить для независимой проверки.

Данные не позволяют однозначно определить параметры модели, т.к. похожие сечения могут быть получены с существенно различными значениями параметров. Существующая неоднозначность не позволяет нам на данном этапе сравнивать полученные вершинные константы с имеющимися в литературе. Мы рассматриваем их как чисто феноменологические параметры.

Следует отметить и определенные расхождения теории с экспериментом. Во-первых, в реакции (2) наблюдается заметный пик при малых углах вылета каона, величина которого в наших расчетах сильно занижается. Другое расхождение относится к поляризационным характеристикам. Данные по поляризации гиперонов, здесь не представленные, очень грубы, и их включение в процедуру подгонки практически не меняет результатов. Однако, по-видимому, поляризация в нашей модели систематически занижается.

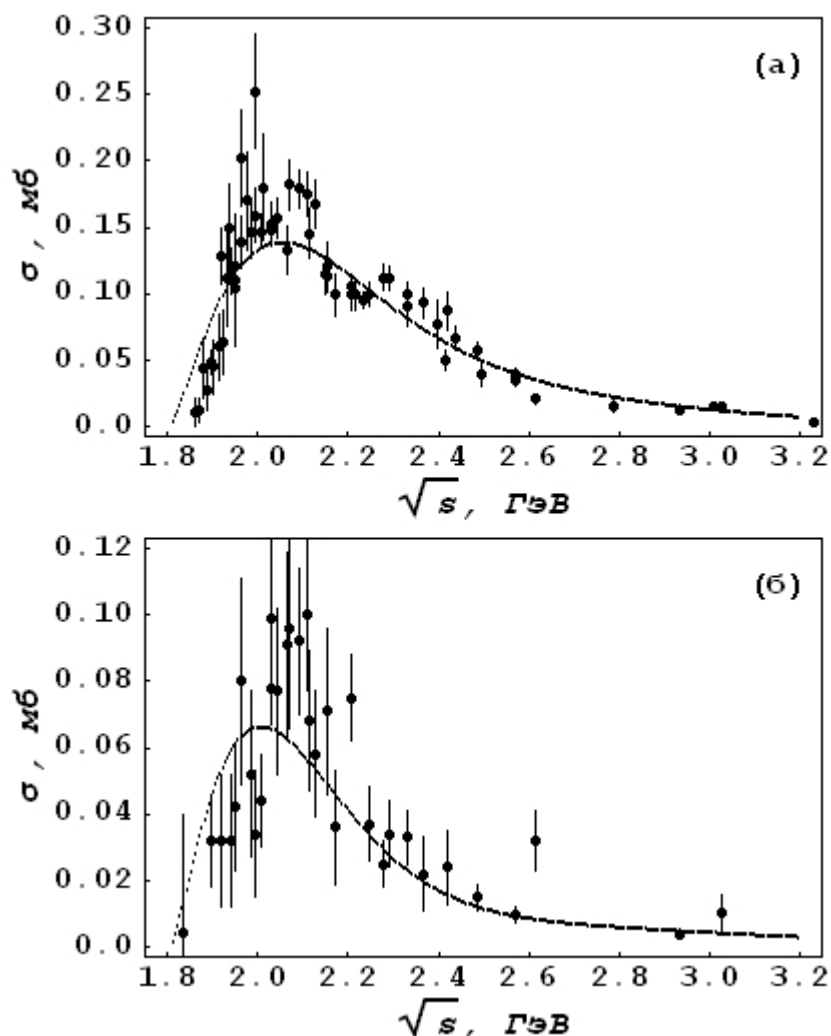


Рис. 3. Интегральные сечения σ в зависимости от энергии в системе центра масс \sqrt{s} для реакций а) $K^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ и б) $K^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$. Кривые показывают результаты модельных расчетов. В случае а) $\chi^2=179$ при 61 экспериментальной точке; в случае б) $\chi^2=42$ при 32 экспериментальных точках.

В принципе эти недостатки могут быть связаны с другими механизмами реакции, которые мы не учитываем. Однако дальнейшее увеличение числа свободных параметров практически нецелесообразно, т.к. имеющиеся данные недостаточно точны. Усовершенствование теории, таким образом, требует увеличения объема экспериментальной информации.

4. Заключение

Мы разработали феноменологическую модель рождения Σ -гиперонов антикаонами на протонах. Впервые получено систематическое и согласованное описание всего объема имеющихся данных в интервале энергий от порога до $\sqrt{s}=3.2$ ГэВ. Показано, что механизм барионного обмена является доминирующим. Модель может использоваться, в частности, для предсказания сечений рождения Σ -гиперядер в реакции (\bar{K}, K) в различных зарядовых каналах [12].

Мы отмечаем также определенные расхождения наших результатов с экспериментом. Возможно, они связаны с резонансным механизмом реакции,

который мы не учитываем, однако данные по реакции (\bar{K} , K) не позволяют провести соответствующий анализ. Отметим, что определение вероятностей распадов гиперонных резонансов по различным каналам представляет интерес с точки зрения составных моделей барионов [13].

Дальнейшее изучение механизма рождения Ξ -гиперонов связано с включением в рассмотрение реакции $\gamma p \rightarrow K^+ K^+ \Xi^-$ [6]. В единственной на эту тему теоретической работе [14] данные по реакции ($\bar{K}K$) не принимаются во внимание. Следующей задачей должно стать совместное описание рождения Ξ -гиперонов каонами и фотонами.

Мы признательны В.И.Мокееву, Д.Вейганду, Л.Гуо за полезные обсуждения и Б.С.Ишханову за постоянное внимание к работе. Работа частично поддержана грантом РФФИ 08-02-00510 и грантом для ведущих научных школ НШ-485.2008.2.

1. *A.Bellefon et al.* // Nuovo Cimento A. 1972. V. 7. P. 567, *J.P.Berge et al.* // Phys. Rev. 1966. V. 147. P. 945, *P.M.Dauber et al.* // Phys. Rev. 1969. V. 179. P. 1262, *W.P.Trower et al.* // Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 1207, *D.D.Carmony et al.* // Phys. Rev., Lett. 1964. V. 12. P. 482,
1. *T.G.Trippe and P.E.Schlein* // Phys. Rev. 1967. V. 158. P. 1334.
2. *J.Griselin et al.* // Nucl. Phys. B. 1975. V. 93. P. 189, *G.Burgun et al.* // Nucl. Phys. B. 1968. V. 8. P. 447, *J. R. Carlson et al.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 2533, *J.C.Scheuer et al.* // Nucl. Phys. B. 1971. V. 33. P. 61, *E.Briefel et al.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1859, *F.A.Dibianca et al.* // Nucl. Phys. B 1975. V. 98. P. 137.
3. *H.G.Fischer and S.Wenig* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. P. 133.
4. *M.E.Ebel and P.B.James* // Phys. Rev. 1967. V. 153. P. 1694.
5. *B.K.Agarwal et al.* // J. Phys. A. 1971. V. 4. P. L52-L55.
6. *L.Guo et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 025208, *W. Price et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 058201
7. *T.Nagae* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 754. P. 443.
8. *C.B.Dover and A.Gal* // Ann. Phys. 1983. V. 146. P. 209.
9. *C.Amsler et al.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 667. P. 1.
10. *H.Polinder and Th.A.Rijken* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 065210.
11. *M.Benmerrouche, R.Davidson and N.Mukhopadhyay* // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2339.
12. *V.L.Korotkikh, D.E.Lanskoj, D.A.Sharov and Y.Yamamoto* // Proc. 23rd Intern. Nucl. Phys. Conf. (Tokyo, 2007), Elsevier. 2008. V. 2. P. 176.
13. *S.Capstick and N.Isgur* // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 2809.
14. *K.Nakayama, Y.Oh and H.Haberzettl* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 035205.