

О возможности наблюдения тетракварков в K^+ -пучкеА. С. Герасимов,¹ А. К. Лиходед,^{2,*} В. А. Петров,^{2,†} В. Д. Самойленко²¹Ереванский физический институт им. А. И. Алиханяна
Армения, 375036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян, 2²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Институт физики высоких энергий имени А. А. Логанова
Россия, 142281, Московская обл., г. Протвино, пл. Науки, 1

(Поступила в редакцию 27.09.2023; после доработки 27.10.2023; подписана в печать 03.11.2023)

Рассмотрены различные модели образования тетракварков в процессе $K^+p \rightarrow T(us; \bar{s}\bar{s})X$, сделаны предсказания для соответствующих инклюзивных спектров при энергиях 32 и 250 ГэВ.

PACS: 13.85.Fb, 14.40.Rt УДК: 539.12.01

Ключевые слова: многокварковые состояния, тетракварк, слияние, фрагментация, рекомбинация, барионное число.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.78.2360202

ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие отмечено нарастающим количеством публикаций, посвящённых как экспериментальному наблюдению, так и различным теоретическим аспектам состояний, выходящих за рамки, ставших традиционными со времени открытия в работах [1–3] элементарных фермионов-кварков как основы адронной спектроскопии. В работе Гелл-Манна [2] и обзоре [4] было указано, что, помимо состояний типа $q\bar{q}$ и qqq , надо ожидать и состояний $qq\bar{q}\bar{q}$ и $qqqq\bar{q}\bar{q}$ и т.д.

При этом следует отметить, что значительная доля публикаций связана с состояниями, содержащими тяжёлые кварки, тогда как экзотике с лёгкими кварками уделялось гораздо меньше внимания. Проблемы спектроскопии (определение масс и ширины) занимали авторов гораздо больше, чем механизмы рождения таких состояний в процессах столкновений при высоких энергиях. Одной из причин такого положения дел являются, конечно, весьма ограниченные возможности использовать потенциальный подход и КХД-теорию возмущений.

В настоящей работе мы в качестве первого шага, оставляя в стороне спектроскопические проблемы, дадим описание возможных механизмов инклюзивного рождения тетракварков и оценки соответствующих сечений. Для определённости мы даём оценки для случая взаимодействия K^+ -пучка с фиксированной мишенью при энергиях пучка 32 ГэВ (доступно на ускорителе ИФВЭ У-70) и 250 ГэВ. Наши предсказания сравниваются с экспериментальными данными, полученными экспериментами «Мирабель» (ИФВЭ) и EHS/NA22 (ЦЕРН).

Кварк-партоновая модель инклюзивного рождения адронов основана на представлении о том, что

после взаимодействия начальных адронов конечное состояние выглядит в виде пучка свободных партонов, превращающегося в пучок новых адронов. Взаимодействием партонов в конечном состоянии пренебрегают. Следует помнить, что для сильно взаимодействующих частиц имеет место явление невылетания (конфайнмента) для состояний, имеющих цветовую степень свободы. В процессе адронизации, при переходе к процессам с небольшой виртуальностью, становится существенным взаимодействие партонов, которое проявляется в рождении экзотических состояний, таких как дикварки, тетракварки, пентакварки и др.

В своей ранней работе Джаффе [5] впервые в рамках MIT-модели предсказал возможное существование тетракварков в секторе легких кварков. Предположение основано на том, что легкие мезоны a_0 и f_0 можно рассматривать как систему дикварк-антидикварк. Но попытки обнаружить тетракварк, составленный из легких кварков, были безуспешными. Возможно, это связано с феноменом смешивания таких состояний с обычными адронами, что затрудняет их интерпретацию как тетракварков.

Положение с поиском тетракварков изменилось, когда к поиску подключились эксперименты с высокой статистической обеспеченностью, способные к надёжной идентификации частиц в конечном состоянии. Это относится как к установкам на e^+e^- -ускорителях — широко известные Belle, BaBar, BESIII, так и к LHCb на Большом адронном коллайдере, что позволило проводить детальный анализ конечных состояний в распадах адронов, содержащих тяжёлые кварки. Некоторые результаты этих экспериментов приведены в табл. 1.

Первое экзотическое состояние наблюдалось в эксперименте Belle [6] в 2003 г., где резонанс $X(3872)$ одновременно обладал свойствами P -волнового чармония и молекулярного состояния $D\bar{D}^*$ мезонов. Близкое расположение по массе

* E-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru

† E-mail: Vladimir.Petrov@ihep.ru

$X(3872)$ к порогу $D\bar{D}^*$ мезонов вызывает смешивание кваркония с молекулой $D\bar{D}^*$, что приводит к экзотическим для кваркония модам распада, но затрудняет его интерпретацию как тетракварка.

За последние два десятилетия в секторе тяжелых кварков открыто большое количество резонансных состояний, претендующих на роль тетракварков [8]. Однако даже в почти очевидных ситуациях резонансные состояния, наблюдаемые в распадах B -мезонов и претендующие на роль тетракварков, допускают иную интерпретацию, связанную с перерасеянием продуктов распада в конечном состоянии [9]. Одно из последних сообщений о тетракварке опубликовала коллаборация LHCb [10, 11], обнаружившая узкий резонанс $X(3875)$ в системе D^*D вблизи порога рождения. Ширина этого резонанса меньше 1 МэВ, что необычно для взаимодействующих адронов (например, ширина резонанса $Z_c(3985) \rightarrow D_s D^*$ составляет примерно 12 МэВ).

В нашей работе мы оцениваем возможность повторить результат LHCb для легкого тетракварка. Вместо тетракварка с тяжелым кварком мы рассмотрим состояние T_{ss} , рождаемое в K -мезонном пучке, в котором c -кварк заменён на s -кварк. Это повышает сечение рождения по сравнению с двухглюонным рождением четырех c -кварков, что позволит расширить диапазон энергии начальных частиц и наблюдать тетракварк при меньшей множественности вторичных частиц.

Целью нашей работы является описание дифференциального сечения рождения экзотических частиц — дикварков (виртуально) и тетракварков. Для этого сначала мы рассмотрим дифференциальные сечения рождения обычных частиц. При вычислении сечений мы используем три модели: модель слияния, модель рекомбинации и модель фрагментации кварков. Они с хорошей точностью описывают инклюзивные спектры лидирующих адронов, но сильно различаются в принципиально важных деталях.

Статья организована следующим образом: в разд. 1 рассматривается инклюзивное рождение K^* - и ϕ -мезонов при разных энергиях в перечисленных выше моделях. В разд. 2 представлен возможный механизм рождения тетракварков, содержащих s -кварк(и). Отмечено, что распад тетракварка на пару барион–антибарион автоматически приводит к сохранению барионного числа. В разд. 3 сделаны предсказания о направлении поиска легких тетракварков.

1. МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

1.1. Модель слияния

Модель слияния — простейшая модель, используемая нами раньше [18] для иллюстрации различия в распределениях валентных u - и s -кварков

в K^+ -мезоне. Модель слияния предполагает, что кварки из налетающих друг на друга адронов объединяются в конечную частицу. Диаграмма такого процесса представлена на рис. 1.

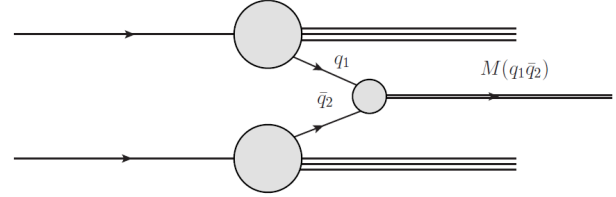


Рис. 1. Диаграмма процесса слияния

Инклюзивное сечение рождения мезонов в этой модели выглядит следующим образом:

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma}{dy} = \frac{1}{3} \frac{g^2}{4\pi} \frac{4\pi^2}{M^2} x_1 x_2 F(x_1, x_2), \quad (1)$$

где g — константа, M — масса конечной частицы, x_i — доля импульса начальных партонов, $F(x_1, x_2)$ — сумма произведений партонных распределений кварков, входящих в конечный мезон

$$F = f_{q_1}^A(x_1) * f_{\bar{q}_2}^B(x_2) + f_{\bar{q}_2}^A(x_1) * f_{q_1}^B(x_2). \quad (2)$$

В рассматриваемом нами случае A — K^+ -мезон, B — протон. Партонные распределения кварков представлены как

$$f_q^i(x) = V_q^i(x) + S_q^i(x), \quad (3)$$

где q — рассматриваемый кварк, i — частица, которая содержит этот кварк, V соответствует валентным кваркам, а S — морским.

В нашей работе в качестве примера мы рассматриваем K^+p -взаимодействие. Конкретный вид функций $V_q^i(x)$ и $S_q^i(x)$ для кварков в каоне и в протоне представлен в приложении 3. При этом мы учли коэффициент подавления $\lambda_s = 0.3$ морских странных кварков в партонных распределениях начальных частиц по сравнению с распределениями легких кварков u и d .

Кинематика процесса слияния выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} x_1 - x_2 &= x, \\ x_1 * x_2 &= \frac{M^2}{s}, \end{aligned}$$

где x — доля импульса регистрируемого адрона. Заметим, что в рассматриваемой версии модели слияния величина сечения зависит не только от соответствующих партонных распределений, но и от массы рожденной частицы, а также от безразмерной константы g^2 . При рассмотрении мультиплета векторных частиц K^* , ρ , ϕ оказывается, что эта константа для них имеет один и тот же порядок величины.

На рис. 2 представлены распределения по быстрой y сечения рождения векторных мезонов K^{*0} ,

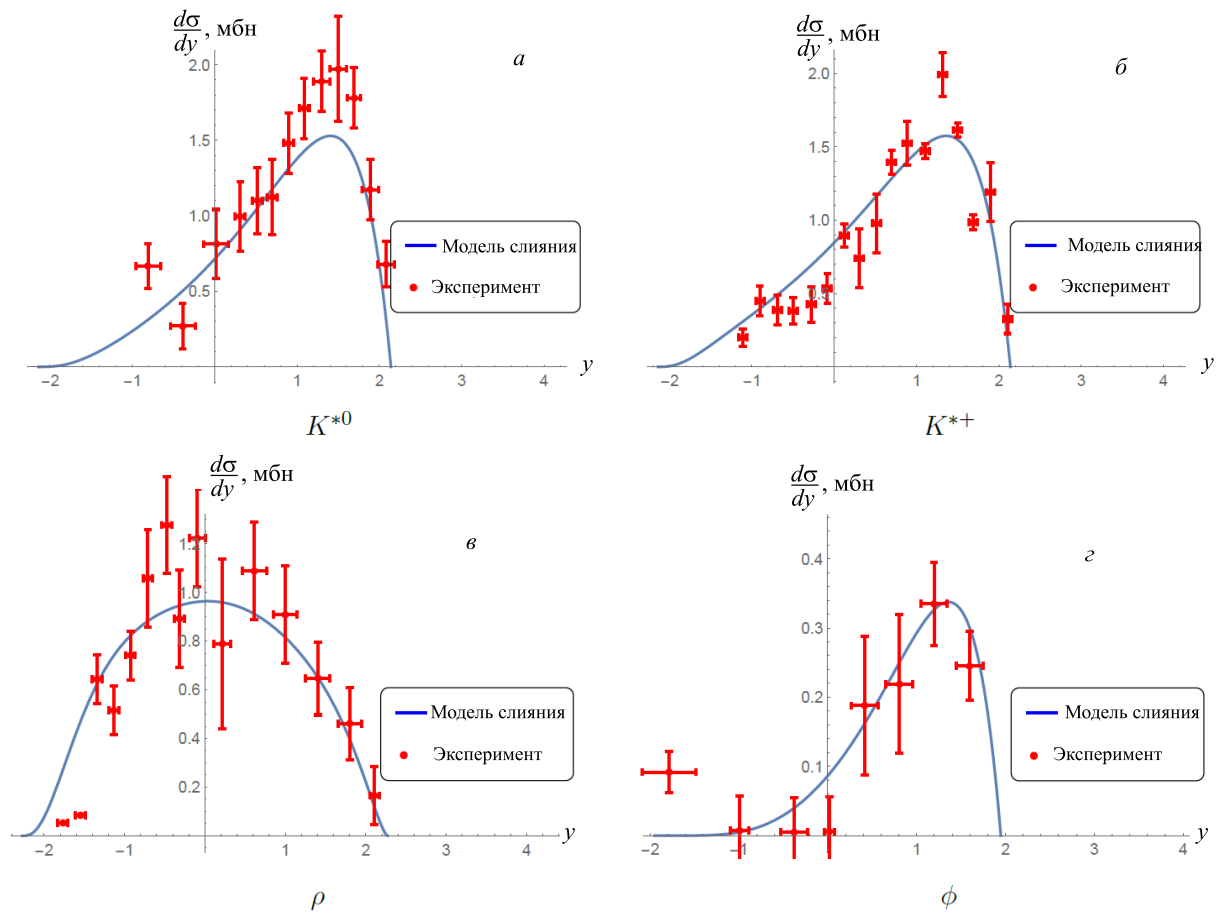


Рис. 2. Дифференциальное сечение рождения $d\sigma/dy$ векторных мезонов: $a - K^{*0}$, $b - K^{*+}$, $v - \rho$ и $z - \phi$ в зависимости от быстроты y при энергии 32 ГэВ

K^{*+} , ρ и ϕ , полученных в K^+p -столкновениях при энергии 32 ГэВ на камере «Мирабель» [18]. Как и ожидалось, видно различие в распределениях по быстроте ρ - и ϕ -мезонов, подтверждающее гипотезу о разной зависимости распределения валентных кварков в K -мезоне. Кривые, представленные для описания экспериментальных данных, были получены в рамках модели слияния кварков с фиксированной массой векторных мезонов, соответствующих экспериментальным значениям.

Важная деталь представленных дифференциальных сечений состоит в очевидном доминировании сечений рождения тех частиц, которые содержат валентные кварки. Также можно сделать вывод, что валентный \bar{s} -кварк в K^+ -мезоне уносит импульс больший, чем u -кварк.

Кроме рассмотрения распределения сечения по быстроте (рис. 2), можно также рассмотреть сечение в зависимости от x , доли импульса начальной частицы, которую приобрел конечный мезон, при энергиях 32 и 250 ГэВ. На рис. 3, 4 представлены такие дифференциальные сечения рождения мезонов и их сравнение с экспериментом EHS/NA22 [19]. Из данных рис. 3 очевидно, что спектр конечной частицы повторяет спектр валентного кварка.

Заметим, что при значениях переменной $x > 0.2$ отсутствует зависимость спектров от энергии сталкивающихся адронов, т.е. наблюдается скейлинг. Это явление показано на рис. 4, где представлены данные K^+p при энергиях 32 и 250 ГэВ.

Как видно из рис. 2, 3, 4, модель слияния дает удовлетворительное описание экспериментальных данных, подчеркивающее нарушение $SU(3)$ -симметрии, выражающееся в различных распределениях валентных кварков в π - и K -мезонах [18]. Недостатком рассматриваемой модели является пренебрежение волновой функцией рождаемой частицы, т.е. константа g^2 не вычисляется, а находится из эксперимента.

Далее мы рассматриваем модель рекомбинации и модель фрагментации, которые учитывают волновую функцию конечной частицы.

1.2. Модель рекомбинации

Модель рекомбинации хорошо зарекомендовала себя при описании инклюзивных дифференциальных спектров D -мезонов, рождающихся в π^-p -столкновениях, и в этом разделе мы будем

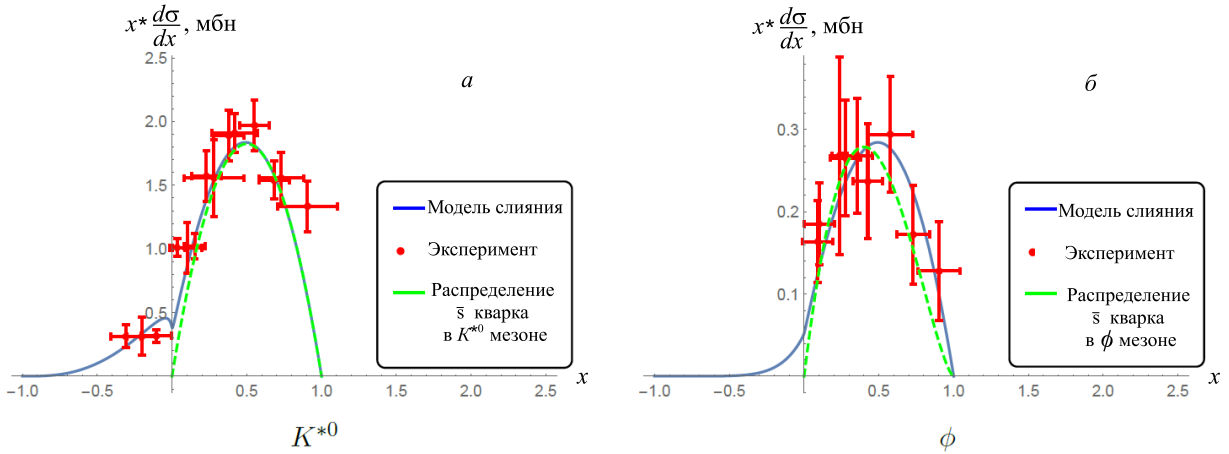


Рис. 3. Дифференциальное сечение рождения $x^*d\sigma/dx$ K^{*0} -мезонов (а) и ϕ -мезонов (б) в зависимости от фейнмановской переменной x для K^+p при энергии 250 ГэВ

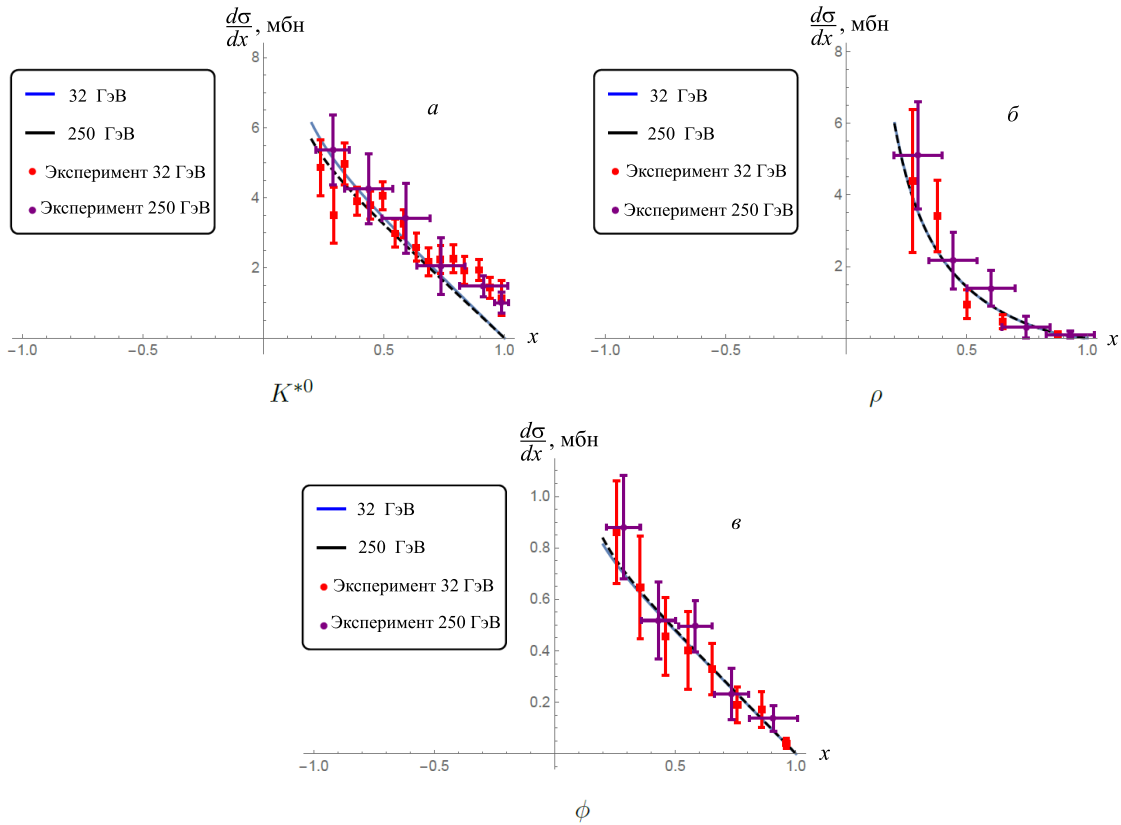


Рис. 4. Скейлинг в K^+p -системе при энергиях 32 ГэВ и 250 ГэВ

в значительной степени опираться на результаты работы [20]. В рамках этой модели предполагается, что кварки из начального адрона рекомбинируют в конечную частицу. Можно рассмотреть также процесс образования барионов, но для этого требуется учёт импульсов трёх кварков, что значительно усложняет задачу. В данной работе мы рассматриваем рекомбинацию кварков из K^+ -мезона, используя его структурную функцию.

Согласно [20], дифференциальное сечение рожде-

ния в модели рекомбинации описывается как

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = A^r \int \int x_1 x_2 \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} R(x_1, x_2, x) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2}, \quad (4)$$

где x_i — доля импульса начальных партонов, x — доля импульса конечного адрона, $x_1 x_2 \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2}$ — дважды дифференциальное сечение рождения кварков в начальном адроне, A^r — константа, которая вклю-

чает в себя информацию о полном сечении рождения частицы. Рекомбинатор R имеет вид

$$R(x_1, x_2, x) = \frac{\Gamma(2 - \beta_1 - \beta_2)}{\Gamma(1 - \beta_1)\Gamma(1 - \beta_2)} \times \rho(\xi_1, \xi_2) \delta(1 - \xi_1 - \xi_2),$$

$$\rho(\xi_1, \xi_2) = \xi_1^{1-\beta_1} \xi_2^{1-\beta_2}, \quad (5)$$

где $\xi_i = \frac{x_i}{x}$, β_i — пересечение траекторий Редже в нуле для двух кварков в конечном мезоне. Физический смысл функции R — волновая функция рожденного адрона в системе бесконечного импульса [21].

Дважды дифференциальное сечение рождения кварков в [20] берется из эксперимента. Мы же предполагаем, что

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 f_{q\bar{q}}(x_1, x_2), \quad (6)$$

где σ_0 — сечение рождения пары кварков в K^+ -пучке, а $f_{q\bar{q}}(x_1, x_2)$ — двухчастичное распределение кварков в начальной частице [20].

Рассмотрим рекомбинацию K^+ -мезона в ϕ - и K^{*0} -мезоны. В этом случае рекомбинируют валентный и морской кварки в K^+ -мезоне, и

$$f_{q\bar{q}}(x_1, x_2) = f_{VS}(x_1, x_2) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_0 - \alpha_1 - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_1)\Gamma(1 - \alpha_2)\Gamma(\gamma_0)} \times x_1^{-\alpha_1} x_2^{-\alpha_2} (1 - x_1 - x_2)^{n_v} (1 - x_2)^k. \quad (7)$$

Тогда (4) принимает вид

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = A^r \sigma_0 \int \int dx_1 dx_2 f_{q\bar{q}}(x_1, x_2) R(x_1, x_2, x), \quad (8)$$

где α_1 — пересечение траектории Редже в нуле для валентного кварка; n_v , k — параметры, определяемые согласно [20]. Для случая образования ϕ -мезона $n_v = 1.5$, $k = 3.5$, а для K^{*0} -мезона $n_v = 1$, $k = 3.5$. Учитывая (5) и (7), перепишем формулу (8) как

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = B \int \int dx_1 dx_2 x_1^{-\alpha_1} x_2^{-\alpha_2} (1 - x_1 - x_2)^{n_v} \times (1 - x_2)^k \xi_1^{1-\beta_1} \xi_2^{1-\beta_2} \delta(1 - \xi_1 - \xi_2), \quad (9)$$

где

$$B = A^r \sigma_0 \frac{\Gamma(2 - \beta_1 - \beta_2)}{\Gamma(1 - \beta_1)\Gamma(1 - \beta_2)} \frac{\Gamma(2 + \gamma_0 - \alpha_1 - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_1)\Gamma(1 - \alpha_2)\Gamma(\gamma_0)}.$$

Подставив выражения для ξ_i в (8) получаем

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = B \int \int dx_1 dx_2 x_1^{-\alpha_1} x_2^{-\alpha_2} (1 - x_1 - x_2)^{n_v} \times (1 - x_2)^k \left(\frac{x_1}{x}\right)^{1-\beta_1} \left(\frac{x_2}{x}\right)^{1-\beta_2} \delta(1 - \xi_1 - \xi_2). \quad (10)$$

Удобно переписать это выражение в виде

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = B \int \int dx_1 dx_2 (1 - x_1 - x_2)^{n_v} \times (1 - x_2)^k x_1^{1-\beta_1-\alpha_1} x_2^{-\beta_2} x^{\beta_1+\beta_2-2} \delta(1 - \xi_1 - \xi_2). \quad (11)$$

Проинтегрировав δ -функцию, имеем

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = B \int_0^x dx_1 \times \frac{(1 - x)^{n_v} (1 - x + x_1)^k x_1^{1-\beta_1-\alpha_1} (x - x_1)^{-\beta_2}}{x^{1-\beta_1-\beta_2}}. \quad (12)$$

Варианты $K^+ \rightarrow \phi$ и $K^+ \rightarrow K^{*0}$ отличаются только набором констант: $K^+ \rightarrow \phi$: $\alpha_1 = 0$, $n_v = 1.5$, $k = 3.5$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0$, $K^+ \rightarrow K^{*0}$: $\alpha_1 = 0$, $n_v = 1$, $k = 3.5$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0.5$, и тогда сечение рождения (12) принимает вид для первого:

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = \int_0^x dx_1 \frac{(1 - x)^{1.5} * x_1 * (1 - x + x_1)^{3.5}}{x}, \quad (13)$$

и второго случаев:

$$x^* \frac{d\sigma}{dx} = \int_0^x dx_1 \frac{(1 - x) * x_1 * (1 - x + x_1)^{3.5}}{\sqrt{x} \sqrt{x - x_1}}. \quad (14)$$

На рис. 5 представлены дифференциальные сечения рождения K^{*0} и ϕ в K^+ -пучке, и, как видно, модель рекомбинации хорошо описывает эксперимент при малых x , однако в области $x > 0.6$ даёт предсказания систематически мягче реального спектра.

Таким образом, модель рекомбинации позволяет описать рождение мезонов, но дает более мягкий, по сравнению с экспериментом, спектр при больших значениях x . Существенными недостатками модели являются отсутствие зависимости от энергии и неопределенность вклада механизма рекомбинации в рождение частиц. Кроме того, если рассматривать рождение частиц с тяжелыми c - и b -кварками в данной модели, то требуется учёт сечения рождения морских кварков, которое повлияет на величину полного сечения.

1.3. Модель фрагментации

Модель фрагментации кварков предполагает, что валентный кварк из начального адрона фрагментирует в конечный адрон, например \bar{s} -кварк из K^+ -мезона фрагментирует в ϕ -мезон. Если конечный адрон уносит долю импульса x от импульса начального кварка y , то вероятность фрагментации

$$\frac{d\sigma}{dx}(x) = A^f \int_x^1 dy f^q(y) \phi^{q \rightarrow H}\left(\frac{x}{y}\right), \quad (15)$$

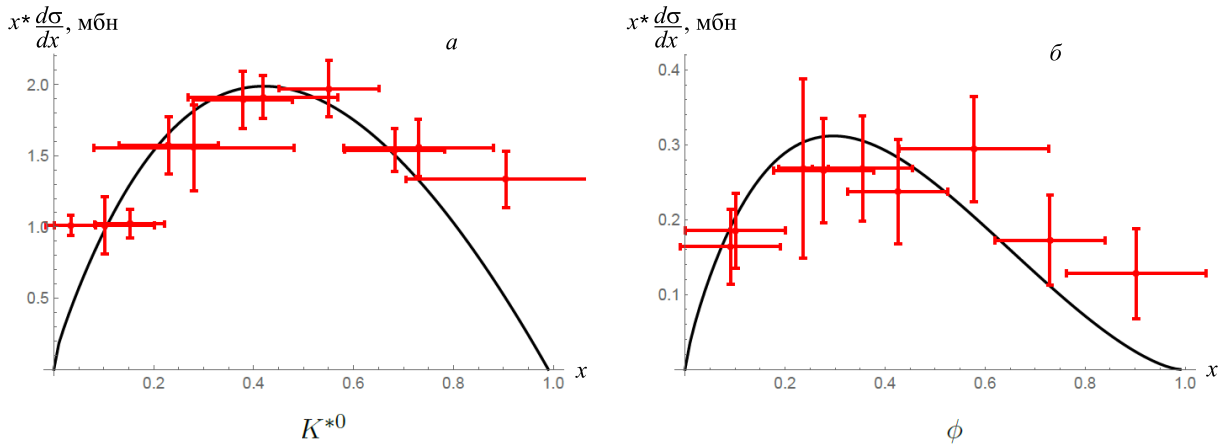


Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения $x^*d\sigma/dx$ K^{*0} -мезонов (а) и ϕ -мезонов (б) в зависимости от фейнмановской переменной x при энергии 250 ГэВ. Экспериментальные данные показаны красным цветом, описание в модели рекомбинации показано черным цветом

где A^f — константа, которая включает в себя информацию о полном сечении рождения частицы, $f^q(y)$ — распределение валентного кварка в начальной частице, а $\phi^{q \rightarrow H}(x)$ — волновая функция конечного адрона, связанная с распределениями в нем кварков.

Распределение валентного кварка в начальной частице, согласно [22], выглядит следующим образом:

$$f^q(y) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_v - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + \gamma_m - \alpha_2)} y^{-\alpha_v} \times (1 - y)^{-1 + \gamma_m + 1 - \alpha_2}, \quad (16)$$

где α_v — пересечение траектории Редже в нуле для валентного кварка, α_2 — пересечение траектории Редже в нуле для второго кварка в начальном мезоне. Если мы ограничиваемся приближением валентных кварков, то в (16) параметр $\gamma_m = 0$.

Функция фрагментации кварка $\phi^{q \rightarrow H}$ связана с распределением валентного кварка в конечном адроне и определяется уже волновой функцией этого адрона в системе бесконечного импульса, вид которой [21] мы вычисляем по тем же правилам [22], что и структурную функцию начального адрона.

В случае фрагментации в мезон после замены $\frac{x}{y} = z$ получаем

$$\phi^{q \rightarrow H}(z) = \phi^{q \rightarrow M}(z) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_v - \beta)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + \gamma_m - \beta)} z^{-\alpha_v} \times (1 - z)^{-1 + \gamma_m + 1 - \beta}, \quad (17)$$

где β — пересечение траектории Редже в нуле для второго кварка в конечном мезоне.

Мы ограничимся приближением валентных кварков, предполагая, что при рождении мезона он не успевает образовать глюонную «шубой», поэтому $\gamma_m =$

0, и формула (17) приобретает вид

$$\phi^{q \rightarrow M}(z) = \frac{\Gamma(2 - \alpha_v - \beta)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 - \beta)} z^{-\alpha_v} \times (1 - z)^{-\beta}. \quad (18)$$

В случае фрагментации в барион

$$\begin{aligned} \phi^{q \rightarrow H}(z) = \phi^{q \rightarrow B}(z) &= \\ &= \frac{\Gamma(\gamma_b + 3 - \alpha_v - \beta_1 - \beta_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(\gamma_b + 2 - \beta_1 - \beta_2)} z^{-\alpha_v} \times \\ &\times (1 - z)^{-1 + \gamma_b + 1 - \beta_1 + 1 - \beta_2}, \quad (19) \end{aligned}$$

где β_i — пересечение траекторий Редже в нуле для двух оставшихся кварков в конечном барионе. Как и в случае мезона, при рождении бариона внутри него не успевают появиться глюоны, но, учитывая топологию бариона, мы предполагаем, что γ_b не зануляется, а $\gamma_b = 1$, и тогда

$$\phi^{q \rightarrow B}(z) = \frac{\Gamma(4 - \alpha_v - \beta_1 - \beta_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(3 - \beta_1 - \beta_2)} z^{-\alpha_v} \times (1 - z)^{2 - \beta_1 - \beta_2}. \quad (20)$$

Учитывая сказанное, при фрагментации в мезон

$$\frac{d\sigma}{dx}(x) = C_M \int_x^1 dy y^{-\alpha_v} \times (1 - y)^{\gamma_m - \alpha_2} \left(\frac{x}{y}\right)^{-\alpha_v} \left(1 - \frac{x}{y}\right)^{-\beta}, \quad (21)$$

где

$$C_M = A^f \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_v - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + \gamma_m - \alpha_2)} \times \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_v - \beta)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + \gamma_m - \beta)}.$$

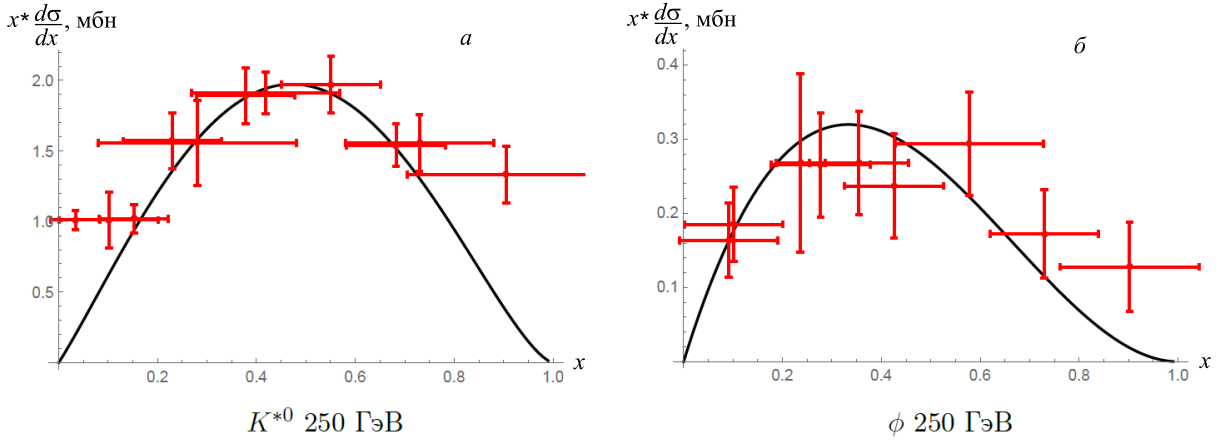


Рис. 6. Дифференциальное сечение рождения $x^*d\sigma/dx$ K^{*0} - и ϕ -мезонов в зависимости от фейнмановской переменной x , ((а) и (б) соответственно). Экспериментальные данные показаны красным цветом, описание в модели фрагментации — черным

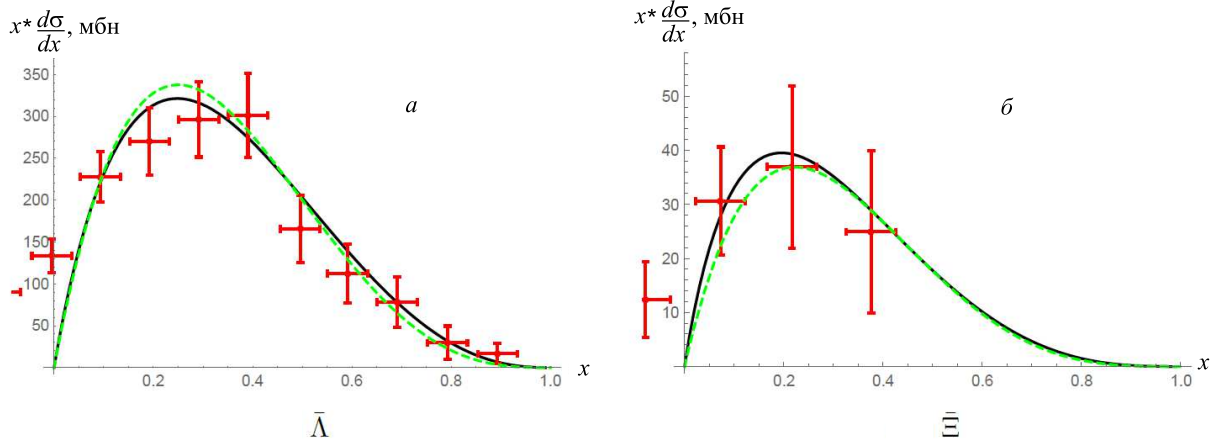


Рис. 7. Дифференциальное сечение рождения $x^*d\sigma/dx$ барионов $\bar{\Lambda}$ (а) и $\bar{\Xi}$ (б) в зависимости от фейнмановской переменной x в модели фрагментации с $\gamma = 0.5$ показано черным цветом, распределение валентного кварка в барионе (зеленый пунктир) и экспериментальные данные при энергии 32 ГэВ показаны красным

После простых математических операций (21) преобразуется к виду

$$\frac{d\sigma}{dx}(x) = C_M x^{-\alpha_v} \int_x^1 dy y^\beta * (1-y)^{\gamma_m - \alpha_2} (y-x)^{-\beta}. \quad (22)$$

Для фрагментации в барион

$$\frac{d\sigma}{dx}(x) = C_B \int_x^1 dy y^{-\alpha_v} \times (1-y)^{\gamma_m - \alpha_2} \left(\frac{x}{y}\right)^{-\alpha_v} \left(1 - \frac{x}{y}\right)^{2-\beta_1-\beta_2}, \quad (23)$$

где

$$C_B = A^f \frac{\Gamma(2 + \gamma_m - \alpha_v - \alpha_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(1 + \gamma_m - \alpha_2)} \times \frac{\Gamma(\gamma_b + 3 - \alpha_v - \beta_1 - \beta_2)}{\Gamma(1 - \alpha_v)\Gamma(\gamma_b + 2 - \beta_1 - \beta_2)}.$$

После упрощений (23) принимает вид

$$\frac{d\sigma}{dx}(x) = C_B x^{-\alpha_v} \int_x^1 dy y^{\beta_1 + \beta_2 - 2} \times (1-y)^{\gamma_m - \alpha_2} (y-x)^{2-\beta_1-\beta_2}. \quad (24)$$

На рис. 6 представлены дифференциальные сечения рождения мезонов K^{*0} , ϕ в модели фрагментации и их сравнение с экспериментом при энергии столкновения K^+p 250 ГэВ.

Модель фрагментации, рассматриваемая нами, позволяет впервые получить теоретические предсказания для инклюзивных спектров барионов. На рис. 7 представлены дифференциальные сечения рождения барионов $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ в модели фрагментации для случая $\gamma = 0.5$ и сравнение с распределением валентного \bar{s} -кварка в соответствующем барионе и экспериментом [23].

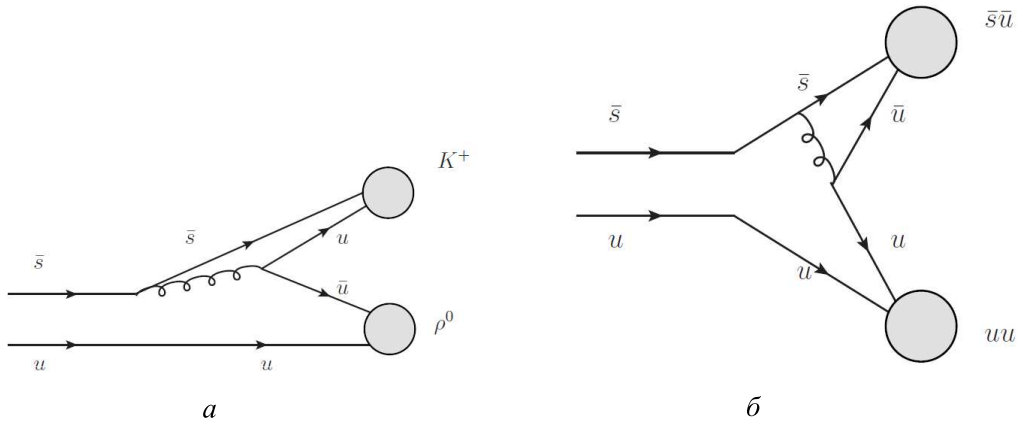


Рис. 8. Диаграммы рождения пары мезонов (а) и пары дикварков (б)

2. РОЖДЕНИЕ ТЕТРАКВАРКОВ

Представленный нами анализ рождения частиц при столкновении K^+ -мезона с протоном в рамках выбранных нами моделей демонстрирует достаточно удовлетворительное описание спектров обычных адронов, включающее доминантность валентных кварков и слабую зависимость от начальной энергии (скейлинг) в области фрагментации (в нашем случае K -мезона).

Перейдем теперь к обсуждению обозначенной нами ранее задачи выяснения механизма рождения экзотических состояний: дикварка (виртуального) и тетракварка. Рассмотрим простейшие случаи образования адрона и дикварка. На рис. 8 представлен процесс рождения адронов K^+ и ρ^0 в K -мезонном пучке. Отметим, что возможно образование целого спектра адронов в каждой половине этой диаграммы, а именно могут образовываться состояния с разными квантовыми числами. Например, K^{*+} , K^{**+} в верхней части диаграммы и π^0 , f^0 — в нижней части.

Предлагаемый механизм (рис. 8, а) предполагает распад на реальные физические состояния. Рассмотрим теперь ту же картину, но с переставленными вновь рожденными кварками (рис. 8, б). Видно, что начальное бесцветное состояние превратилось в два цветных состояния, каждое из которых может образовывать связанное состояние (в представлении триплета имеет место притяжение), а эти связанные состояния — два дикварка — могут образовывать тетракварк, спектр масс которого возможно получить в рамках потенциальной модели или правил сумм КХД. Диаграмма процесса возможного образования тетракварка с двумя странными кварками показана на рис. 9.

Для вычисления массы тетракварка часто ограничиваются картиной взаимодействия дикварк-антидикварковой пары (см. например [24]), а конечные размеры дикварков учитывают введением форм-фактора. Существует и более общий подход, основанный на использовании правил сумм КХД

и потенциальной модели [25–27]. Следует отметить, что в случае тетракварков, составленных из легких кварков, вычисления носят приближенный характер и могут расходиться с экспериментальными результатами.

Предсказываемый спектр масс для низших состояний приведен в приложении П.2., табл. 2, а реально наблюдаемые (предположительно экзотические) приведены в том же приложении в табл. 1.

Представленные нами ранее инклюзивные спектры образования Λ и Ξ (рис. 7) удовлетворительно описываются в модели фрагментации. Важный вопрос, который возникает при наблюдении этих антибарионов, — это закон сохранения барионного числа, который предполагает в каждом случае рождение барионного партнера. На наш взгляд, единственным разумным механизмом рождения барионной пары является распад тетракварка на пару барион–антибарион.

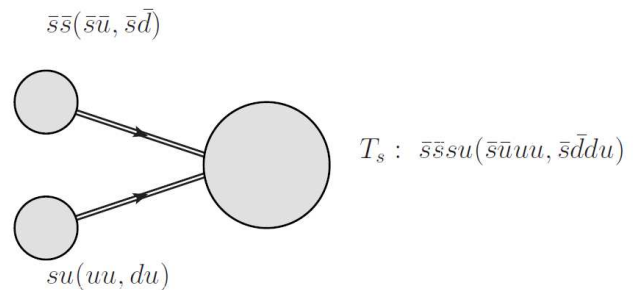


Рис. 9. Диаграмма процесса рождения дважды странного тетракварка

Рождение дикварков очень похоже на рождение мезонов. Наши оценки показывают, что спектры рождения векторных дикварков $\bar{s}d$ и $\bar{s}s$ должны повторять спектры K^{*0} - и ϕ -мезона соответственно со сравнимым сечением. На рис. 10 представлено сравнение дифференциальных сечений рождения дикварков и мезонов, предсказанных с помощью модели рекомбинации и модели фрагментации для

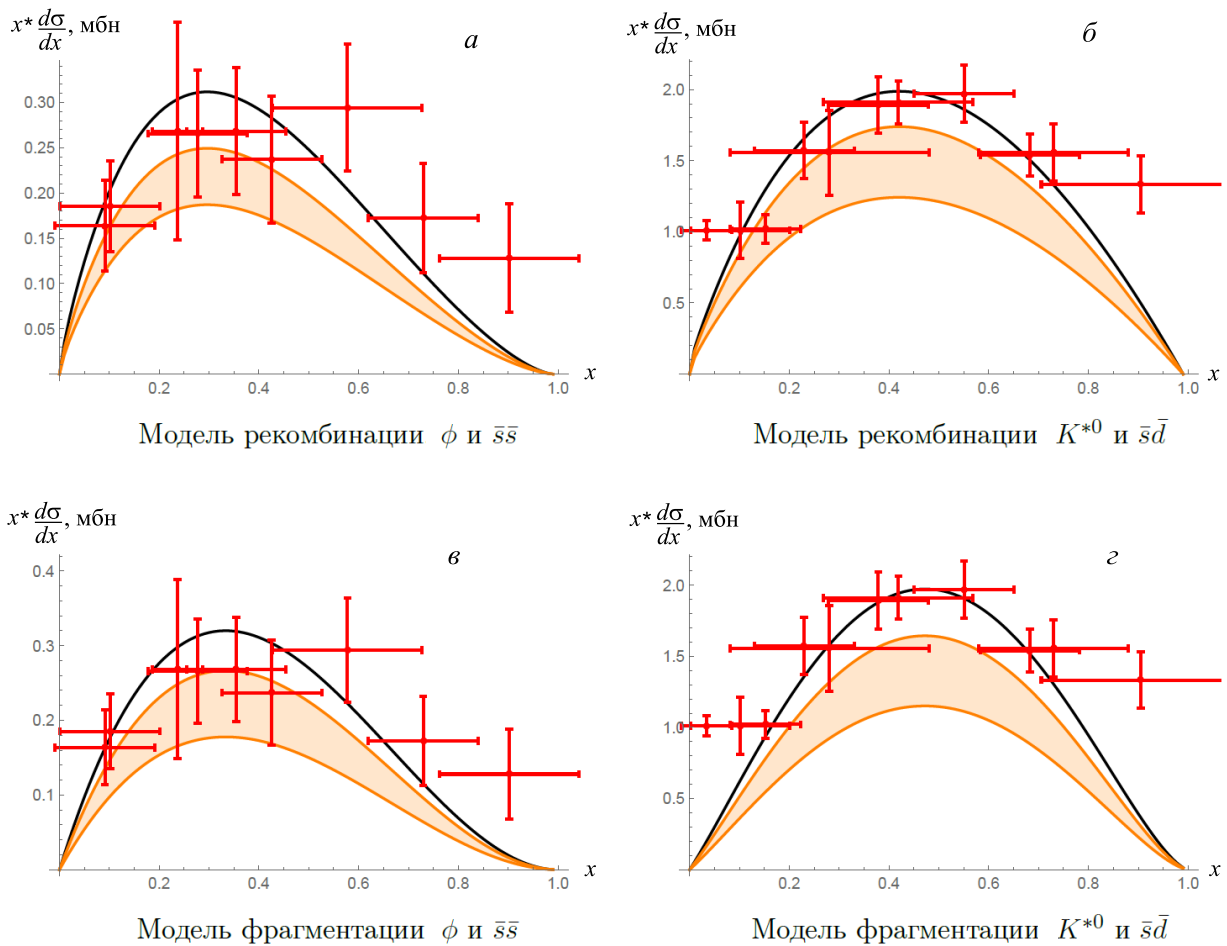


Рис. 10. Сравнение дифференциальных сечений рождения $x^*d\sigma/dx$ мезонов (черные линии) и дикварков (оранжевые линии) в зависимости от фейнмановской переменной x в модели рекомбинации (а, б) и фрагментации (в, г) при энергии 250 ГэВ. Экспериментальные данные показаны красным цветом

$\bar{s}\bar{s}$, $\bar{s}\bar{d}$ -дикварков и ϕ -, K^{*0} -мезонов соответственно.

Исходя из распределения сечения дикварков можно сделать вывод, что, наряду с мезонами, в K^+ -пучке рождается достаточное количество дикварков, чтобы говорить о рождении пары дикварков, обладающих притяжением и образующих тетракварк, который можно наблюдать экспериментально. На рис. 11 представлены наши теоретические предсказания для дифференциального сечения рождения тетракварков $\bar{s}uui$, $\bar{s}d\bar{d}u$ и $\bar{s}\bar{s}su$ в модели фрагментации.

В случае рождения тетракварка очевидно, что он может распадаться на пару мезонов. Особенно интересным является тот факт, что возможен и канал распада на пару барион-антибарион. Диаграммы этих процессов представлены на рис. 12.

3. КАК ИСКАТЬ ТЕТРАКВАРКИ?

До сих пор экспериментально удавалось с достаточной определённой зарегистрировать тетракварки только в секторе тяжелых кварков. В сек-

торе легких кварков ситуация гораздо беднее, однако всё же существует ряд экзотических резонансов, некоторые из которых могут претендовать на роль тетракварковых состояний. Значительный вклад в поиск этих резонансов внёс эксперимент BESIII, в ходе которого, например, были найдены резонансные состояния $X(2120)$, $X(2370)$ в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$ и $X(2500)$ в спектре масс $\phi\phi$ в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$. Подробная информация об экзотических резонансах представлена в табл. 1. Отметим, что диапазон масс частиц в этой таблице лежит в диапазоне 2100–2500 МэВ. Что касается ширины резонансов, то присутствуют как относительно узкие (ширина $X(2120)$ составляет ≈ 83 МэВ), так и достаточно широкие (для $X(2500)$ ≈ 230 МэВ). Сложно сделать вывод, являются эти резонансы состояниями из двух или из четырёх кварков. Тем не менее в представленных нами примерах $X(2120)$, $X(2370)$ и $X(2500)$ наиболее вероятной мы считаем именно четырехкварковую природу резонансов. Во-первых, исходя из работ [28–31] (о которых мы еще поговорим далее) можно ожидать, что в распадах низших по спине состояний тетракварков доминируют

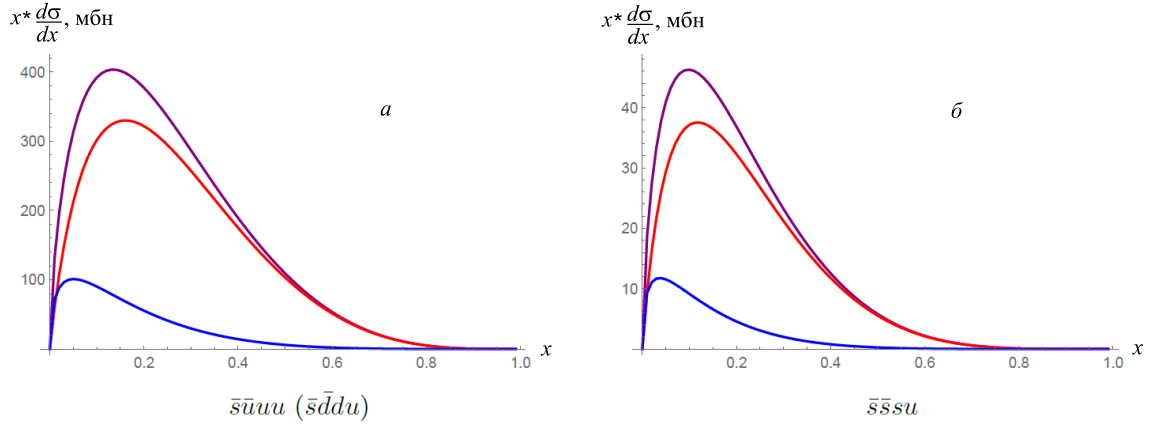


Рис. 11. Дифференциальное сечение рождения $x^*d\sigma/dx$ тетракварков $\bar{s}u\bar{u}u$ ($\bar{s}d\bar{d}u$) (а) и $\bar{s}\bar{s}su$ (б) в зависимости от фейнмановской переменной x в модели фрагментации. Красные кривые — фрагментация странного кварка, синие кривые — фрагментация легкого кварка, фиолетовые кривые — их сумма

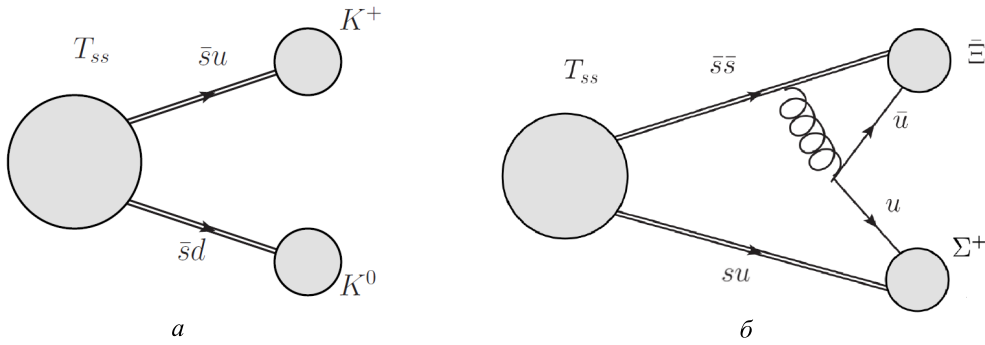


Рис. 12. Распады тетракварков на пару мезонов (а) и пару барионов (б)

распады на два или более резонансов. Во-вторых, трудно представить себе двухкварковое состояние, распадающееся на систему $\pi^- \eta'$ или $\phi\phi$.

Одной из главных целей нашей работы является оценка возможности экспериментального поиска тетракварков в K^+ -мезонном пучке. Наличие такого пучка позволяет иметь дело с более вероятным процессом рождения странных частиц из-за уже готового странного кварка. Мы полагаем, что благодаря этому в K^+ -пучке возможно рождение тетракварков $\bar{s}u\bar{u}u$, $\bar{s}d\bar{d}u$ и $\bar{s}\bar{s}su$ в достаточном для экспериментального обнаружения количестве.

Что касается оценки спектра масс для состояний легких тетракварков с различными квантовыми числами, то существует большое количество предсказаний [28–31], часть из которых мы используем для наших оценок. В частности, в работе [31] предсказывается спектр масс полностью странного тетракварка в рамках нерелятивистской потенциальной кварковой модели (см. рис. 2 из [31]). Согласно этим предсказаниям, масса $1S$ -состояния полностью странного тетракварка лежит в диапазоне 2218–2440 МэВ, $1P$ -состояния — в диапазоне 2445–2984 МэВ, $2S$ -состояния — в диапазоне 2798–3155 МэВ.

Среди интересующих нас тетракварков $\bar{s}u\bar{u}u$, $\bar{s}d\bar{d}u$ и $\bar{s}\bar{s}su$ до сих пор нет предсказаний для тетра-

кварка $\bar{s}\bar{s}su$. Что касается тетракварков, содержащих один странный кварк и три легких кварка, то в работе [32] предполагается, что масса таких тетракварков находится в диапазоне 700–2000 МэВ. Отметим, что, вероятнее всего, нижняя граница массы в этой работе занижена, т.к. предсказания не учитывают, что дикуарки в тетракварке не являются точечными, а «размазаны» в пространстве, что увеличивает их массу.

Для тетракварка $\bar{s}\bar{s}su$ нам представляется возможность грубо оценить диапазон масс различных состояний, используя оценки для полностью странного тетракварка и меньшую, по сравнению со странным кварком, конститuentную массу легких кварков u, d в адроне.

Как мы уже говорили ранее в этой работе, в K -пучке рождаются пары мезонов и пары дикуарков (рис. 8), причем последние затем могут образовать тетракварковое состояние. Мы ожидаем, что это состояние будет испытывать распады на пару мезонных резонансов с большой вероятностью. В некоторых случаях такие распады позволяют определить тетракварковую природу резонансов. Предполагается, что тетракварки испытывают распады на несколько резонансных состояний. Самым простым способом для распада рассматриваемых нами тетракварков является именно распад

на два мезона. Примером такого распада является распад $\bar{s}\bar{s}su \rightarrow \phi K^{*+}$. При этом, как и ранее для систем $\pi^- \eta'$ и $\phi\phi$, трудно представить, что система ϕK^{*+} родилась из двухкваркового резонанса.

Очень интересен распад тетракварков на систему барион–антибарион. Такой распад возможен, если один из кварков в тетракварке излучит глюон, образующий кварк–антикварковую пару (см. рис. 12, б). Заметим, что существует ряд работ [33–36], в которых рассматривается рождение пар барион–антибарион. Например, в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\Lambda\bar{\Lambda}$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\Lambda\bar{\Lambda}$ [33]. Тогда пара $\Lambda\bar{\Lambda}$ может образоваться из тетракварка $\bar{s}\bar{u}su$ или $\bar{s}\bar{d}sd$.

Опираясь на данные по парному рождению барионов, мы считаем, что барионы $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ в эксперименте «Мирабель» [23] могли быть образованы именно из распадов тетракварков. В таком случае барион $\bar{\Lambda}$ родился из распада $\bar{s}\bar{u}uu \rightarrow \bar{\Lambda}X$ или $\bar{s}\bar{d}du \rightarrow \bar{\Lambda}X$, где X — протон или Δ -изобара. В этом случае сечение процесса $\bar{s}\bar{u}uu \rightarrow \bar{\Lambda}p$ можно оценить сверху сечением рождения $\bar{\Lambda}$. Барион $\bar{\Xi}$, в свою очередь, рождается из распадов тетракварка $\bar{s}\bar{s}su$. Данный факт позволяет нам оценить сечение рождения тетракварков снизу сечением рождения антибарионов. Тогда для тетракварка $\bar{s}\bar{u}uu$ ($\bar{s}\bar{d}du$) сечение $\sigma \geq 420$ мкбн, а для тетракварка $\bar{s}\bar{s}su$ — $\sigma \geq 36$ мкбн. Ожидаемые наиболее вероятные моды распада для тетракварков $\bar{s}\bar{u}uu$, $\bar{s}\bar{d}du$, $\bar{s}\bar{s}su$ представлены в табл. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже отмечалось во Введении, исследования, связанные с лёгкими мультикварками, открывают новую интересную перспективу в области непертурбативной КХД. Исследования в этой области сопря-

жены со значительными трудностями как в отношении механизмов рождения лёгких мультикварков, так и их спектральных характеристик (массы и ширины). Очевидно, что углубленные исследования на этом пути потребуют разработки и использования новых специфических методов. В качестве первого шага мы выбрали хорошо себя зарекомендовавшие ранее непертурбативные модели, позволившие нам получить ряд конкретных результатов, способных привлечь внимание экспериментаторов. В частности, представляется, что поиск лёгких тетракварков можно было бы осуществить на K -пучках ускорителя ИФВЭ. В этой связи мы привели оценки инклюзивных сечений ряда процессов при энергии K -пучка 32 ГэВ.

Авторы выражают благодарность С. П. Денисову, А. М. Зайцеву, В. Ф. Образцову, П. В. Шляпникову и участникам семинара ОЭФ за внимание и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЯ

П.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КВАРКОВ В K^+ -МЕЗОНЕ И В ПРОТОНЕ

В пучке K^+p :

$$\begin{aligned}
 V_u^p &= 1.79x^{-1/2}(1 + 2.3x)(1 - x)^3, \\
 V_d^p &= 1.1x^{-1/2}(1 - x)^{3.1}, \\
 S_{u,\bar{u},d,\bar{d}}^p &= 0.3x^{-1}(1 - x)^7, \\
 S_{s,\bar{s}}^p &= \lambda_s 0.3x^{-1}(1 - x)^7, \\
 V_{s,\bar{s}}^K &= 2(1 - x), \\
 S_{u,\bar{u},d,\bar{d}}^K &= 0.3x^{-1}(1 - x)^5, \\
 S_{s,\bar{s}}^K &= \lambda_s 0.3x^{-1}(1 - x)^5.
 \end{aligned} \tag{25}$$

П.2. ТАБЛИЦЫ

Таблица 1. Экспериментальные кандидаты в экзотические адроны

Адрон	J^{PC}	Эксперимент	Реакция	M , МэВ	Γ , МэВ	Ссылка
X(3872)	1^{--}	Belle	$B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$	3872	< 2.3	[6]
Y(2175)	1^{--}	BaBar	$e^+e^- \rightarrow \phi f_0(980)$	2175	58	[7]
X(3875)	1^+	LHCб	$X \rightarrow D^0 D^0 \pi^+$	3875	0.41	[10]
X(3960)	0^{++}	LHCб	$B^+ \rightarrow D_s^+ D_s^- K^+$	3956	43	[12]
X(2908)	0^+	LHCб	$B^+ \rightarrow D^- D_s^+ \pi^+$	2908	136	[13]
X(2240)	1^{--}	BESIII	$e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$	2239	139	[14]
X(2360)	1^{--}	BESIII	$e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta$	2356	304	[15]
X(2120)	—	BESIII	$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$	2122	83	[16]
X(2370)	—	BESIII	$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$	2376	83	[16]
X(2500)	0^{-+}	BESIII	$J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$	2470	230	[17]

Таблица 2. Теоретические предсказания для спектра масс тетракварков с различным кварковым составом в $1S$ -состоянии

Кварковый состав	J^{PC}	Масса, МэВ
$ss\bar{s}\bar{s}$	0^{++}	~ 2080
$ss\bar{s}\bar{s}$	1^{+-}	~ 2323
$ss\bar{s}\bar{s}$	2^{++}	~ 2378
$us\bar{s}\bar{s}$	0^{++}	~ 2000
$us\bar{s}\bar{s}$	1^{+-}	~ 2100
$us\bar{s}\bar{s}$	2^{++}	~ 2200
$uu\bar{u}\bar{s}(udd\bar{s})$	0^{++}	~ 1600
$uu\bar{u}\bar{s}(udd\bar{s})$	1^{+-}	~ 1700
$uu\bar{u}\bar{s}(udd\bar{s})$	2^{++}	~ 1800

 Таблица 3. Теоретические предсказания для мезонных и барионных мод распадов тетракварков с различным кварковым составом в $1S$ -состоянии

Кварковый состав	J^{PC}	Распады на пару мезонов	Распады на пару барионов
$uu\bar{u}\bar{s}$	0^{++}	$K^+\pi^0, K^{*+}\rho^0, K^{*0}\rho^+$	$\bar{\Lambda}p, \bar{\Sigma}^*\Delta^{++}$
$uu\bar{u}\bar{s}$	1^{+-}	$K^+\rho^0, K^{*+}\pi^0$	$\bar{\Lambda}\Delta^+, \bar{\Lambda}^*p$
$uu\bar{u}\bar{s}$	2^{++}	$K^+\pi^0, K^{*+}\rho^0, K^+\rho^0$	$\bar{\Lambda}p$
$udd\bar{s}$	0^{++}	$K^0\pi^+, K^{*0}\rho^+, K^{*0}\rho^+$	$\bar{\Lambda}p, \bar{\Sigma}^*\Delta^{++}$
$udd\bar{s}$	1^{+-}	$K^0\rho^+, K^{*0}\pi^+$	$\bar{\Lambda}\Delta^+, \bar{\Lambda}^*p$
$udd\bar{s}$	2^{++}	$K^0\pi^+, K^{*0}\rho^+, K^0\rho^+$	$\bar{\Lambda}p$
$us\bar{s}\bar{s}$	0^{++}	ϕK^{*+}	$\Xi\Sigma^+$
$us\bar{s}\bar{s}$	1^{+-}	$\eta K^{*+}, \eta' K^{*+}$	$\Xi\Sigma^{*+}, \Xi^*\Sigma^+$
$us\bar{s}\bar{s}$	2^{++}	$\phi K^{*+}, \eta K^+, \eta' K^+$	$\Xi\Sigma^+$

- [1] *Petermann A.* // *Nucl. Phys.* **63**. 349. (1965).
 [2] *Gell-Mann M.* // *Phys.lett.* **8**. 214. (1964).
 [3] *Zweig G.* // CERN-TH-401. (1964).
 [4] *Fritzsch H., Gell-Mann M.* // 50 years of quarks. World Scientific. (2015).
 [5] *Jaffe R.L.* // *Phys. Rev. D.* **15**. 267. (1977).
 [6] *Choi S.K.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **91**. 262001. (2003).
 [7] *Aubert B.* et al. // *Phys. Rev. D* **74**. 091103. (2006).
 [8] *Brambilla. N.* et al. // arXiv:2203.16583. (2022).
 [9] *Nakamura S.X.* // *Phys. Lett. B.* **834**. 137486. (2022).
 [10] *Aaij R.* et al. // *Nature Phys.* **18**, N 7. 751. (2022).
 [11] *Aaij. R* et al. // *Nature Commun.* **13**, N 1. 3351. (2022).
 [12] *Aaij R.* et el. // *Phys. Rev. Lett.* **131**, N 7. 071901. (2023).
 [13] *Aaij R.* et el. // *Phys. Rev. Lett.* **131**, N 4. 041902. (2023).
 [14] *Ablíkım M.* et al. // *Phys. Rev. D* **99**, N 3. 032001. (2019).
 [15] *Ablíkım M.* et al. // *Phys. Rev. D* **107** 112001. (2023).
 [16] *Ablíkım M.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **106**. 072002. (2011).
 [17] *Ablíkım M.* et al. // *Phys. Rev. D* **93**, N 11. 112011. (2016).
 [18] *Chliapnikov P.V., Kartvelishvili V.G., Knyazev V.V., Likhoded A.K.* // *Nucl. Phys. B.* **148**. 400. (1979).
 [19] *Aqababayan N.M.* et al. // *Z. Phys. C.* **41**. 539. (1989).
 [20] *Likhoded A.K., Slabospitsky S.R.* // arXiv::9710476. (1997).
 [21] *Kartvelishvili V.G., Likhoded A.K.* // *Yad. Fiz.* **42**. 1306. (1985).
 [22] *Kuti J., Weisskopf V.* // *Phys. Rev. D.* **4**. 3418. (1971).
 [23] *Azhinenko I.V.* et al. // *Nucl. Phys. B.* **176**. 51. (1980).
 [24] *Anwar M.N, Burns T.J.* // arXiv::2309.03309. (2023).
 [25] *Wang Z.* // arXiv::1901.04815. (2019).
 [26] *Zhao Z.* et al. // arXiv::2108.06155. (2021).
 [27] *Xin Q. and Wang Z.* // arXiv::2211.14993. (2022).
 [28] *Su N.* et al. // *Phys. Rev. D.* **103**, N 5. 054006. (2021).
 [29] *Li Q.* et al. // *Chin. Phys. C.* **45**, N 2. 023116. (2021).
 [30] *Lü, Q.* et al. // *Chin. Phys. C.* **44**, N 2. 024101. (2020).

- [31] *Liu F.* et al. // *Phys. Rev. D.* **103**, N 1. 016016. (2021).
 [32] *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* // *Eur. Phys. J. C.* **60**. 273. (2009).
 [33] *Haidenbauer J., Meißner U.* // arXiv::2303.05128. (2023).
 [34] *Ablikim M.* et al. // *Phys. Rev. D.* **104**, N 5. 052006. (2021).
 [35] *Achasov M.N.* et al. // *Phys. Rev. D.* **90**, N 11. 112007. (2014).
 [36] *Ablikim M.* et al. // *Phys. Rev. D.* **99**, N 9. 092002. (2019).

On the possibility of observing tetraquarks in the K^+ beam

A.S. Gerasimov¹, A.K. Likhoded^{2,a}, V.A. Petrov^{2,b}, V.D. Samoylenko²

¹*A. I. Alikhanyan National Science Laboratory (YerPhI) Foundation. Yerevan, 375036, Armenia*

²*Russian National Center Kurchatov Institute – IHEP. Protvino, 142281, Russia*

E-mail: ^aAnatolii.Likhoded@ihep.ru, ^bVladimir.Petrov@ihep.ru

Various models of tetraquark generation in the reaction $K^+p \rightarrow T(us; \bar{s}\bar{s})X$ are considered. The predictions for corresponding inclusive spectra were evaluated at the energy 32 and 250 GeV.

PACS: 13.85.Fb, 14.40.Rt

Keywords: multiquarks states, tetraquarks, fusion model, recombination model, fragmentation model, baryon number.

Received 27 September 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 6. Pp. 716–728.

Сведения об авторах

1. Герасимов Антон Сергеевич, аспирант ГНЦ ИФВЭ – Курчатовский институт, e-mail: antoshkasg@gmail.com.
2. Лиходед Анатолий Константинович — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник, профессор; тел.: (496) 771-37-80, e-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru.
3. Петров Владимир Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник, профессор; тел.: (496) 771-38-47, e-mail: Vladimir.Petrov@ihep.ru.
4. Самойленко Владимир Дмитриевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, ст. науч. сотрудник, e-mail: Vladimir.Samoylenko@ihep.ru.