



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-10
ОЭФ

Л.Г.Ландсберг

**РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ
ГИПЕРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

Протвино 1996

Аннотация

Ландсберг Л.Г. Радиационные распады гиперонных резонансов: Препринт ИФВЭ 96-10. – Протвино, 1996. – 47 с., 16 рис., 8 табл., библиогр.: 61.

В настоящем обзоре рассмотрена существующая экспериментальная и теоретическая ситуация с электромагнитными радиационными распадами гиперонов. Обсуждаются перспективы ближайших исследований в этой области и в первую очередь возможности изучения радиационных переходов в процессах кулоновского образования гиперонных резонансов в гиперонных пучках высоких энергий.

Abstract

Landsberg L.G. Radiative Decays of Hyperon Resonances: IHEP Preprint 96-10. – Protvino, 1996. – p. 47, figs. 16, tables 8, refs.: 61.

In this review the existing experimental and theoretical data on the electromagnetic radiative hyperon decays are summarized. Future prospects of the new studies in this field are under discussion. The main line of inquiry is the study of radiative transitions in the Coulomb production reactions of hyperon resonances in high energy hyperon beams.

1. Введение

Исследования электромагнитных распадов адронов играют важную роль в физике элементарных частиц. Эти процессы, определяемые взаимодействием реальных и виртуальных фотонов с электрическими зарядами кварковых полей, позволяют получить уникальную информацию о характере различных кварковых конфигураций в адронах, о механизмах смешивания, об электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц и о ряде их феноменологических характеристик, таких, как магнитные моменты, формфакторы, поляризуемость и т.д. За последние годы здесь были достигнуты значительные успехи.

Для исследования радиационных распадов $a \rightarrow b + \gamma$ могут быть использованы как прямые методы, при которых частица a рождается в адронных или электромагнитных взаимодействиях и распад $a \rightarrow b + \gamma$ регистрируется непосредственно в экспериментальной установке, так и косвенные способы. Таким косвенным способом является, например, выделение процесса $b + (Z, A) \rightarrow a + (Z, A)$ на виртуальных ("почти реальных") фотонах в кулоновском поле ядра (Z, A) . Сечение этого кулоновского процесса пропорционально радиационной ширине $\Gamma(a \rightarrow b\gamma)$.

При прямой регистрации распадов $a \rightarrow b + \gamma$ или более сложных электромагнитных процессов необходимо подавить фон от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, при которых один из фотонов теряется. Такая ситуация имеет место, например, при поисках распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в условиях фона от основного распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow \gamma(\gamma)$ (здесь и далее (γ) означает потерянный фотон). Для надежного выделения редких радиационных распадов с одиночными фотонами необходима полная регистрация всех вторичных частиц (как заряженных, так и нейтральных), измерение их импульсов и восстановление эффективных масс с предельно возможным разрешением. Для максимального подавления фона от потерянных фотонов экспериментальная установка может включать в себя охранную систему из счетчиков с низким порогом регистрации фотонов, перекрывающую возможно больший акцептанс. Частью этой системы служит и годоскопический γ -спектрометр, регистрирующий фотоны от радиационного распада в рабочем акцептансе установки. Важную роль может сыграть и сильное кинематическое переопределение исследуемых процессов. Следует отметить, что фон от событий с потерянным фотоном не дает узкого пика при значении массы исследуемой частицы и может быть значительно снижен благодаря кинематическому переопределению. В качестве примера можно привести поиски радиационного распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, проводившиеся на установках "Лептон-Ф" [1] и ASTERIX [2]. В первом эксперименте [1] фон от потерянных фотонов удалось существенно подавить с помощью кинематики и охранной системы установки. Во

втором опыте [2] для снижения фона использовалось более полное кинематическое переопределение реакции. В результате в обоих экспериментах были получены примерно одинаковые верхние границы для вероятности радиационного распада $BR(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 4 \cdot 10^{-3}$ (95%-ая достоверность). Это показывает, что поиски радиационных распадов могут осуществляться вплоть до вероятностей, меньших 1% от вероятностей самых неблагоприятных фоновых процессов. В то же время распад $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, для которого фоновые условия оказались лучшими¹, удалось зарегистрировать на существенно более низком уровне: $BR(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) = (7.2 \pm 2.6) \cdot 10^{-5}$ [3].

Более подробное обсуждение различных методов регистрации электромагнитных распадов адронов проводится, например, в обзорах [4,5].

За последние полтора десятилетия были достигнуты значительные успехи в изучении электромагнитных распадов ряда мезонов [4-6]. Довольно обширная информация о радиационных распадах барионных изобар N^* , $\Delta \rightarrow p\gamma$; $n\gamma$ была получена при исследовании процессов резонансного фоторождения изобар в s-канале (см. диаграмму на рис. 1а) [6]. Исследовались переходные формфакторы адронов как в распадных процессах [4], так и в реакциях электророждения изобар (рис. 1б) [7]. В то же время исследования радиационных свойств странных барионов (гиперонов) находятся ещё на самом раннем этапе и носят пока очень фрагментарный характер. А между тем данные о радиационных распадах гиперонов представляют значительный интерес для исследования структуры этих состояний, механизмов нарушения $SU(3)$ - и $SU(6)$ -симметрий, приводящих к смешиванию различных $SU(3)$ -мультиплетов в волновых функциях гиперонных состояний, а также из-за возможного проявления в радиационных распадах криптоэкзотической природы некоторых барионов. Можно надеяться, что в ближайшие годы здесь будет достигнут значительный прогресс, связанный с изучением кулоновского ообразования возбужденных гиперонных резонансов в современных пучках гиперонов высоких энергий и с новыми прямыми поисками радиационных распадов этих резонансов в адронных и фотонных реакциях. В первую очередь это относится к радиационным распадам низколежащих возбужденных гиперонных состояний, представленных на рис.2.

Весьма благоприятным обстоятельством оказываются довольно малые ширины многих гиперонных резонансов (и в частности $\Sigma(1385)$, $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520)$, $\Xi(1530)$, представленных на рис.2). Малая полная распадная ширина резонанса, как правило, увеличивает относительную вероятность радиационного распада и облегчает экспериментальное выделение соответствующего процесса.

В связи с вышесказанным, представляется своевременным рассмотреть существующую сейчас экспериментальную и теоретическую ситуацию с радиационными распадами гиперонов² и оценить ближайшие перспективы исследований в данной области. Это и является целью настоящего обзора.

¹Процесс $\omega \rightarrow 3\pi^0$, который мог бы имитировать распад $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ из-за потерянного фотона, запрещен из-за сохранения P -четности и C -четности в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

²Термин "радиационный распад" здесь и далее используется только для электромагнитных процессов. Мы не будем рассматривать слабо-радиационные распады гиперонов ($\Lambda \rightarrow n\gamma$, $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ и т.д.), которые подробно анализируются в обзоре [8].

Рис. 1. а) Диаграмма для процесса резонансного фоторождения барионных изобар в s-канале. б) Диаграмма для электророждения барионных изобар. В экспериментах с меняющимся переданным импульсом q^2 (т.е. квадратом 4-х импульса виртуального фотона) измеряются спиральные переходные формфакторы $A_{\frac{1}{2}}(q^2)$, $A_{\frac{3}{2}}(q^2)$ и $S_{\frac{1}{2}}(q^2)$ для вершины γNN^* или $\gamma N\Delta$.

Рис. 2. Схема низколежащих уровней для гиперонных резонансов и радиационных переходов между этими уровнями.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ ГИПЕРОНОВ

2.1. Прямые измерения радиационных распадов

Прямая регистрация радиационных распадов гиперонов вплоть до настоящего времени осуществлялась только для двух состояний – для Σ° -гиперона, для которого распад

$$\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda + \gamma \quad (1)$$

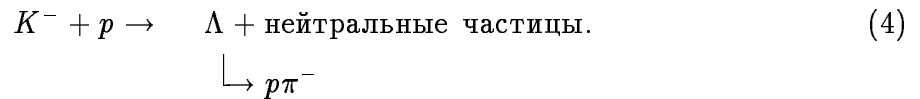
является основным и практически единственным, и для $\Lambda(1520)$ -гиперона, для которого возможны несколько радиационных распадов и прежде всего процессы

$$\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma, \quad (2)$$

$$\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^{\circ} + \gamma. \quad (3)$$

Так как ширина Σ° -гиперона очень мала, она не могла быть определена непосредственно, и ее измерения были осуществлены в реакции образования Σ° в кулоновском поле ядер $\Lambda + (Z, A) \rightarrow \Sigma^{\circ} + (Z, A)$. Эти опыты будут рассмотрены ниже (раздел 2.3).

Данные о радиационных распадах $\Lambda(1520)$ -гиперона, масса которого лежит несколько выше порога $K^{-}p$ -взаимодействий (см. рис.2), были получены при изучении резонансного образования $\Lambda(1520)$ в $K^{-}p$ -соударениях. В опытах в 25-дюймовой жидководородной пузырьковой камере, экспонированной в пучках K^{-} -мезонов с импульсами от 270 до 470 МэВ/с, выделялась реакция [9]:

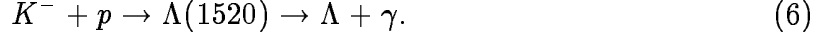


Так как фотоны от распада (2) не регистрировались непосредственно, для их выделения использовался спектр недостающих масс (MM) по отношению к Λ -гиперону в реакции (4). Разрешение по $(MM)^2$ для всех событий (4) оказалось недостаточным для разделения событий с одиночными фотонами ($(MM)^2 = 0$) и π° -мезонами ($(MM)^2 = m_{\pi^{\circ}}^2$). Поэтому для увеличения точности измерений отбирались события (4) с мягкими Λ -гиперонами, летящими назад, для которых протон от распада $\Lambda \rightarrow p\pi^{-}$ останавливался в камере, и его энергия могла быть измерена с большой точностью по пробегу в жидком водороде. Для таких событий разрешение по $(MM)^2$ составило $0.1 m_{\pi^{\circ}}^2$, что позволило идентифицировать события (4) с одиночными фотонами.

На рис.3 представлен спектр квадрата недостающих масс, в котором наблюдается пик в области $(MM)^2 < 0.44 m_{\pi^{\circ}}^2$, соответствующий событиям (4) с одиночными фотонами (258 событий). Таким образом, выделена реакция



(1С фит). Определена зависимость сечения (5) от энергии первичного K^- -мезона, которая имеет резонансный вид и описывается брейт-вигнеровским пиком с параметрами $M = 1519$ МэВ и $\Gamma = 17,4$ МэВ и нерезонансным фоном (см. рис.4а). Этот пик соответствует s -канальному резонансному образованию $\Lambda(1520)$ -гиперонов в реакции



Угловое распределение фотонов в (6), приведенное на рис.4б, имеет вид $5 - 3 \cos^2 \theta_\gamma$, что согласуется с механизмом электрического дипольного перехода $(3/2)^- \rightarrow (1/2)^+$ в распаде (2).

При определении величины резонансного сечения вычитался 15%-ый фон обусловленный событиями $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 \gamma$, частично попадавшими в резонансный пик. При этом предполагалось, что $\Lambda(1520)$ -гиперон является $SU(3)$ -синглетом, и в соответствии с сохранением U -спина распадается по каналам $\Lambda \gamma$ и $\Sigma^0 \gamma$ в отношении

$$BR[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma] / BR[\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 \gamma] = 4 \cdot (\text{фактор фазового объема}) \simeq 2.5.$$

По-видимому, эта поправка несколько завышена, так как $\Lambda(1520)$ не является чистым $SU(3)$ -синглетом (более подробно эти вопросы будут рассмотрены ниже, в разделе 3).

Окончательно нормировка сечения (6) осуществлялась по известным данным для процессов с образованием $\Lambda \pi^0$, $\Sigma^0 \pi^0$, $\Lambda \pi^0 \pi^0$ -состояний.

Отсюда определена относительная вероятность распада (2):

$$BR[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma] = (0,86 \pm 0,14) \cdot 10^{-2}. \quad (7)$$

Используя это отношение и новые данные о полной ширине $\Lambda(1520)$ -гиперона ($\Gamma[\Lambda(1520)] = 15.6 \pm 1.0$ МэВ [6]), можно найти его радиационную ширину

$$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma] = 134 \pm 23 \text{ кэВ}. \quad (8)$$

К сожалению, в этой работе, выполненной в жидководородной пузырьковой камере, распадные фотоны не регистрировались непосредственно, распады (2) и (3) не разделялись экспериментально и вклад (3) учитывался как поправка, на основе теоретических предположений. Поэтому необходимы дальнейшие исследования радиационных распадов $\Lambda(1520)$ -гиперона с использованием современных методов прямой регистрации распадных фотонов.

В 1984 г. на конференции PANIC (Гайдельберг) был представлен результат [10], согласно которому ширина распада (2) оказывается в несколько раз меньше, чем величина (8). Данные [10] для распадов (2) и (3) в этом сообщении составляли $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma] = 33 \pm 11$ кэВ и $\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma] = 47 \pm 17$ кэВ. Эти данные (с большими ошибками) остались неопубликованными, что внушает некоторые сомнения в их надежности. Тем не менее имеющиеся противоречия между результатами [9] и [10] делают ситуацию с радиационными распадами $\Lambda(1520)$ -гиперона достаточно неопределенной и подчеркивают необходимость дальнейших исследований в этой области.

Рис. 3. Спектры квадрата недостающих масс $(MM)^2$ в реакции (4) для всех событий и для событий с $(MM)^2 < 0,6 \cdot m_{\pi^0}^2$ (врезка справа). В спектре выделяется пик в области $(MM)^2 < 0,44 \cdot m_{\pi^0}^2$, соответствующий событиям с нулевой недостающей массой, т.е. с образованием одиночных фотонов (события реакции (5)). В пике содержится 258 событий. Штриховой прямоугольник на врезке – оценка вклада событий $\Sigma^0\gamma$ (см. текст).

Рис. 4. а) Энергетическая зависимость сечения реакции (5) от первичного импульса K^- -мезона (или от энергии в с.ц.м $E_{с.м.} = \sqrt{s}$). Сечение фитировалось суммой брейт-вигнеровского резонанса с параметрами $M = 1519$ МэВ, $\Gamma = 17,4$ МэВ ($\Lambda(1520)$ -гиперон) и постоянного нерезонансного фона (пунктир). Сечение σ – в мб. б) Угловое распределение фотонов в реакции (5) в резонансной области. Оно имеет вид $5 - 3 \cos^2\theta_\gamma$, согласующийся с дипольным электрическим переходом $[(J^P = \frac{3}{2}^-) \rightarrow (J^P = \frac{1}{2}^+) + \gamma]$. Пунктиром показана зависимость $1 + \cos^2\theta_\gamma$, соответствующая магнитному квадрупольному переходу.

2.2. Исследования радиационного захвата K^- -мезонов в K^-p -атомах и данные о радиационных распадах $\Lambda(1405)$ -гиперона

Так как масса $\Lambda(1405)$ -гиперона лежит несколько ниже порога реакций K^-p -взаимодействия (масса K^-p -системы на пороге составляет 1432 МэВ – см. рис.2), прямые поиски распада $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma$ в резонансной K^-p -реакции (как это имело место для $\Lambda(1520)$ -гиперона) оказываются невозможными. Однако так как $\Lambda(1405)$ -гиперон характеризуется шириной $\Gamma = 40 \pm 10$ МэВ, можно ожидать, что это подпороговое состояние будет оказывать большое влияние на свойства (K^-p) -атома. В частности радиационный захват K^- -мезонов в таком атоме $(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \Lambda\gamma$; $\Sigma^0\gamma$ позволяет получить информацию о радиационных распадах $\Lambda(1405)$ -гиперона [11-13].

Исследование радиационных захватов K^- -мезона в (K^-p) -атомах проводились в BNL на пучке отрицательно заряженных каонов, останавливающихся в водородной мишени ($\sim 1,6 \cdot 10^5$ K^- остановок/цикл) [11]. При этом K^- -мезоны захватываются протонами, образуя сильновозбужденные (K^-p) -атомы в состояниях с главным квантовым числом $n \sim 25$. В последующих каскадных переходах в атомах с испусканием Оже-электронов и фотонов величина n уменьшается, а из-за штарк-эффекта, обусловленного взаимодействиями с атомами среды, происходит изменение орбитального углового момента l . Захват K^- -мезонов протонами с вероятностью $> 99\%$ происходит из S -состояний (K^-p) -атома, в основном из уровней с $n \sim 4 \div 8$.

При захвате K^- -мезона протонами идут следующие реакции:



Спектр фотонов, испускаемый в этих реакциях, а также в реакциях на лету $K^-p \rightarrow Y\pi$, \bar{K}^0n и в последующих распадах $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p2\gamma$, $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ измерялся в прецизионном γ -спектрометре с кристаллом NaJ, управляемым триггерным сигналом от остановки K^- -мезонов в мишени. Разрешение спектрометра для γ -линии от захвата $\pi^-p \rightarrow n\gamma$ с энергией $E_\gamma=129,5$ МэВ составляло 1,3% (FWHM). Экспериментальный γ -спектр представлен на рис.5. В спектре четко выделяются γ -линии, обусловленные радиационным захватом (13) и (14). Зарегистрировано 499 $\Lambda\gamma$ -событий (13) и 850 $\Sigma^0\gamma$ -событий (14), и определены относительные вероятности этих процессов [11]:

Рис. 5. Исследование спектра фотонов, образующихся при захвате останавливающихся K^- -мезонов в водородной мишени (т.е. в (K^-p) -атомах) [11]: а) спектр фотонов в γ -спектрометре (NaJ), обусловленный различными реакциями K^- -, π^- - и Σ^- -захвата протонами и фоновыми процессами; б) область фотонного спектра, соответствующая фотонам от процесса $(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \Sigma^0 + \gamma (E_\gamma = 219 \text{ МэВ})$; гистограмма внизу – форма γ -линии после вычитания фона; в) область фотонного спектра, соответствующая фотонам от процесса $(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \Lambda + \gamma (E_\gamma = 281,4 \text{ МэВ})$; пунктиром показана форма γ -линии после вычитания фона.

$$R_{\Lambda\gamma} = \frac{(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \Lambda\gamma}{(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \text{все каналы}} = [0,86 \pm 0,07 \pm_{0,08}^{0,10}] \cdot 10^{-3}, \quad (15)$$

$$R_{\Sigma^0\gamma} = \frac{(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \Sigma^0\gamma}{(K^-p)_{\text{атом}} \rightarrow \text{все каналы}} = [1,44 \pm 0,20 \pm_{0,10}^{0,12}] \cdot 10^{-3}. \quad (16)$$

Как уже отмечалось выше, процессы захвата в (K^-p) -атомах в существенной степени обусловлены свойствами $\Lambda(1405)$ -гиперона. Теоретический анализ соответствующих процессов в принципе позволяет использовать данные (15) и (16) для определения радиационных ширин распадов

$$\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda + \gamma, \quad (17)$$

$$\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma. \quad (18)$$

Такой анализ является модельно зависимым, причем данные различных работ расходятся между собой (см., например, обзор [12]). Более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже, в разделе 3. Последний анализ [13], в котором для более надежной нормировки использовалась вся совокупность данных для процессов (9)-(14), позволил получить значения радиационных ширин $\Lambda(1405)$ -гиперона

$$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda + \gamma] = 27 \pm 8 \text{ кэВ}, \quad (19)$$

и

$$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma] = \begin{cases} 10 \pm 4 \text{ кэВ} & (20a) \\ \text{или} \\ 23 \pm 7 \text{ кэВ} & (20b) \end{cases}$$

(т.е. получены два допустимых решения).

2.3. Процессы кулоновского образования возбужденных гиперонов и измерение радиационной ширины $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma)$

Для определения радиационных ширин ряда возбужденных адронов, для которых прямые измерения являются очень сложными или просто невозможными, уже давно было предложено использование процессов когерентного электромагнитного образования частиц в кулоновском поле тяжелых атомных ядер [14], [15] (см. также [16]-[18]). Диаграмма процесса кулоновского образования частиц представлена на рис.6.

Когерентное образование адронов первичной частицей h на атомных ядрах (Z, A) носит, вообще говоря, довольно сложный характер, обусловленный как электромагнитными, так и сильными взаимодействиями. Вклад сильных взаимодействий имеет существенно более широкое распределение по квадрату переданного импульса

$q^2 = -t$. Дифференциальное сечение когерентного образования частиц на ядрах, может быть представлено в виде

$$d\sigma/dq^2 = |T_{кулон.} + e^{i\varphi}T_{кул.}|^2, \quad (21)$$

где $T_{кулон.}$ – амплитуда кулоновского рождения, $T_{кул.}$ – амплитуда когерентного процесса, обусловленного сильным взаимодействием, а φ – относительная фаза этих двух амплитуд. В приближении малой ширины резонансного состояния a электромагнитное сечение имеет вид [17], [18]

$$\left[\frac{d\sigma[h + (Z, A) \rightarrow a + (Z, A)]}{dq^2} \right]_{кулон.} = |T_{кулон.}|^2 = 8\pi\alpha Z^2 \frac{(2J_a + 1)}{(2J_h + 1)} \times \\ \times \Gamma(a \rightarrow h\gamma) \cdot \left[\frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} \right] \cdot \left[\frac{M_a}{M_a^2 - M_h^2} \right]^3 \cdot |F_z(q^2)|^2. \quad (22)$$

Здесь Z – заряд ядра; α – постоянная тонкой структуры; $\Gamma(a \rightarrow h\gamma)$ – парциальная ширина соответствующего радиационного распада a ; J_a и J_h – спины частиц a и h ; M_a и M_h – их массы; $F_z(q^2)$ – электромагнитный формфактор ядра; $q_{min}^2 = [M_a^2 - M_h^2]^2 / 4P_h^2$ – минимальное значение квадрата переданного 4-импульса; P_h – импульс первичной частицы h . Если первичными частицами являются γ -кванты, то в выражение для дифференциального сечения входит дополнительный множитель 2.

На рис.7 схематически показан вид сечения кулоновского образования частиц. Величина кулоновского сечения быстро растет с уменьшением q^2 . Как легко получить из (22), сечение $[d\sigma/dq^2]_{кулон.}$ достигает максимума при $q_o^2 = 2q_{min}^2$, и при этом $[d\sigma/dq^2]_{кулон. max} \propto q_{min}^{-2} \propto P_h^2$. С ростом начального импульса величина сечения в максимуме растет как P_h^2 , а сам максимум сдвигается в область малых значений q^2 . При этом, как будет показано ниже, полная величина сечения растет с P_h логарифмически. Сечение когерентного процесса, обусловленного сильным взаимодействием, имеет гораздо более широкое распределение по q^2 , и в области малых q^2 кулоновский вклад оказывается доминирующим. Полное сечение кулоновского процесса имеет вид

$$\sigma[h + (Z, A) \rightarrow a + (Z, A)]_{кулон.} = \frac{(2J_a + 1)}{(2J_h + 1)} \cdot 8\pi\alpha \cdot Z^2 \cdot \Gamma(a \rightarrow h + \gamma) \times \\ \times \left[\frac{M_a}{M_a^2 - M_h^2} \right]^3 \cdot \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} \left[\frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} \right] \cdot |F_z(q^2)|^2 dq^2. \quad (23)$$

Величина q_{max}^2 ограничивает область интегрирования, в которой роль кулоновских процессов оказывается преобладающей.

Электромагнитный формфактор ядра параметризуется в виде

$$F_z(q^2) = exp[-q^2/b^2].$$

Здесь $b^2 = 6/ \langle r^2 \rangle$, где $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,94 \cdot A^{1/3} 10^{-13}$ см – среднеквадратичный радиус ядра с атомным номером A (см., например, [19]). С учетом этого формфактора



Рис. 6. Диаграмма для кулоновского процесса $h + (Z, A) \rightarrow a + (Z, A)$. Сечение этой реакции пропорционально радиационной ширине $\Gamma(a \rightarrow h + \gamma)$. V – векторные мезоны (вершина $h a \gamma$ в VDM).

Рис. 7. Схематическое поведение дифференциального сечения $[d\sigma/dt]_{Coulomb}$ для процесса кулоновского образования $h + (Z, A) \rightarrow a + (Z, A)$ – см. диаграмму рис.6. Здесь $|t| = q^2$ – квадраты переданного импульса в этой реакции; $|t_o| = 2|t_{min}|$ – величина квадрата переданного импульса, соответствующая максимальной величине дифференциального сечения кулоновской реакции $[d\sigma/d|t|]_{Coulomb;max}$ (величина этого максимального сечения растет с энергией как E_h^2 , а сам пик сжимается в область малых значений $|t_o| \sim E_n^{-2}$). Показан также фон от когерентного процесса, обусловленного сильными взаимодействиями.

$$\begin{aligned}
I &= \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} \frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} \cdot |F_z(q^2)|^2 d(q^2) = \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} \frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} \exp(-2q^2/b^2) d(q^2) = \\
&= \int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} \frac{q^2 - q_{min}^2}{q^4} \exp(-q^2/a^2) d(q^2). \tag{24}
\end{aligned}$$

Вводя новую переменную $x = q^2/a^2$ ($a^2 = b^2/2$), можно получить

$$\begin{aligned}
I &= \int_{x_{min}=q_{min}^2/a^2}^{x_{max}=q_{max}^2/a^2} \left[\frac{\exp(-x)}{x} - x_{min} \frac{\exp(-x)}{x^2} \right] dx = (1 + x_{min}) \times \\
&\quad \times \left[\ln x - x + \frac{x^2}{2 \cdot 2!} - \frac{x^3}{3 \cdot 3!} + \frac{x^4}{4 \cdot 4!} \dots \right]_{x_{min}}^{x_{max}} + \\
&+ \frac{x_{min}}{x_{max}} \cdot \exp(-x_{max}) - \exp(-x_{min}) \simeq \ln \frac{x_{max}}{x_{min}} - x_{max} + \frac{x_{max}^2}{4} - 1 \tag{25}
\end{aligned}$$

(в приближении $x_{max} \lesssim 1$; $x_{min} \ll x_{max}$).

Для ядра свинца $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,56 \cdot 10^{-13}$ см, $b^2 = 0,0078$ ГэВ²: $a^2 = 0,0039$ ГэВ². Проведем оценки I для двух значений максимального импульса, соответствующих $q_{max}^2(1) = \Delta^2 = 0,004$ ГэВ² и $q_{max}^2(2) = \Delta^2/2 = 0,002$ ГэВ².

$$I = \begin{cases} \ln \frac{\Delta^2}{q_{min}^2} - 1,80 & (q_{max}^2 = \Delta^2) \\ \ln \frac{\Delta^2}{q_{min}^2} - 2,13 & (q_{max}^2 = \Delta^2/2). \end{cases} \tag{26}$$

Без учета формфактора

$$I = \begin{cases} \ln \frac{\Delta^2}{q_{min}^2} - 1 & (q_{max}^2 = \Delta^2) \\ \ln \frac{\Delta^2}{q_{min}^2} - 1,69 & (q_{max}^2 = \Delta^2/2). \end{cases} \tag{27}$$

При достаточно больших первичных импульсах P_h (таких, что $\ln \frac{\Delta^2}{q_{min}^2} > 5 \div 6$) все эти различия не слишком велики и несущественны при проводимых здесь оценках (так же, как и использование других аппроксимаций для $F_z(q^2)$). При обработке экспериментальных данных учет формфактора и влияния области сильных взаимодействий проводится обычно более точно (см. [17],[18]).

Как следует из (22) или (23), сечения реакции кулоновского образования частицы a оказываются пропорциональными парциальным радиационным ширинам $\Gamma(a \rightarrow h + \gamma)$. Поэтому измерение сечений кулоновских процессов позволяет непосредственно определить значения соответствующих радиационных ширин, так как все остальные параметры в соотношениях (22) и (23) известны. Трудность здесь

заключается в выделении именно кулоновского процесса, в подавлении фона от когерентного сильного взаимодействия и в точности абсолютных измерений. С ростом энергии первичных частиц точности выделения кулоновских реакций улучшаются. Поэтому опыты по кулоновскому образованию частиц желательно проводить при максимально возможных энергиях.

Ряд результатов, связанных с измерениями радиационных ширин мезонов в кулоновских процессах, был получен в эксперименте ФНАЛ E272 в пучках мезонов с импульсами от 150 до 260 ГэВ/с (см. [18, 20-23] и обзор [5]), а также в опытах по кулоновскому образованию π^0 -и η -мезонов в фотонных пучках (см. эти данные в [4]-[6]).

Кулоновское образование Σ^0 -частиц Λ -гиперонами в реакции



исследовалось в работах [24], [25], в которых были получены взаимно-согласующиеся данные о радиационной ширине $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma)$ и о времени жизни Σ^0 -гиперона. Рассмотрим более подробно результаты последней работы [25], выполненной в нейтральном пучке ускорителя ФНАЛ при средней энергии Λ -гиперонов $\langle P_\Lambda \rangle \simeq 200$ ГэВ/с. Измерения проводились на ряде ядерных мишеней из Be, Sn и Pb. Установка для исследования процессов образования Σ^0 -гиперонов в кулоновской реакции (28) представляла собой сочетание магнитного спектрометра для регистрации Λ -гиперонов и γ -спектрометра со счетчиками из свинцового стекла для регистрации фотонов в распаде (1). Для выделения (28) отбирались события, удовлетворяющие условию $q_T^2 < 0.004$ (ГэВ/с)², в которых четко выделялась реакция когерентного образования Σ^0 -гиперонов (28) (см. рис.8). Для оценки фона от некогерентного образования Σ^0 в процессах сильного взаимодействия использовались данные, полученные для области $q_T^2 > 0.1$ (ГэВ/с)². Вклад когерентного сильного процесса составлял менее 7% от измеренных сечений реакции (28) и не учитывался.

Определялось число событий реакции (28), и измерялись полные сечения кулоновского образования Σ^0 -гиперонов для всех исследованных ядер. Полученные значения сечений хорошо описывались ожидаемой зависимостью Z^2 . Полная обработка полученных значений сечений $\sigma[\Sigma_{\text{кулон.}}^0]_{\text{Be}} = 0,033 \pm 0,022$ мб, $\sigma[\Sigma_{\text{кулон.}}^0]_{\text{Sn}} = 3,28 \pm 0,31$ мб, $\sigma[\Sigma_{\text{кулон.}}^0]_{\text{Pb}} = 9,20 \pm 0,81$ мб, учитывающая формфакторы ядер, позволила получить значение радиационной ширины для распада (1):

$$\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) = (8,6 \pm 0,05 \pm 0,07) \text{ кэВ}. \quad (29)$$

Это соответствует времени жизни Σ^0 -гиперона:

$$\tau(\Sigma^0) = (0,76 \pm 0,05 \pm 0,07) \cdot 10^{-19} \text{ с}. \quad (30)$$

Рис. 8. Данные о кулоновском образовании Σ° -гиперонов в Λ -пучке со средним импульсом $\langle P_{\Lambda} \rangle \simeq 200$ ГэВ [25]. а) Двумерная гистограмма для распределения событий (для свинцовой мишени) по эффективной массе $M(\Lambda\gamma)$ и квадрату поперечного импульса q_t^2 . Заштрихованные данные соответствуют области Σ° (по массе) и области кулоновского образования (по q_t^2). б) Гистограммы для распределений событий из кулоновской области ($q_t^2 < 0,004$ ГэВ) по инвариантной массе $M(\Lambda\gamma)$ для мишеней из Be, Sn и Pb.

Данные по радиационной ширине распада (1) позволяют определить переходный магнитный момент $\mu(\Sigma^\circ\Lambda) = \langle \Sigma^\circ | H_{M1} | \Lambda \rangle$ для дипольного магнитного перехода, определяющего этот распад (переход с переворотом спина одного из легких кварков, входящих в состав Σ° -гиперона, см. раздел 3.2). Переходный магнитный момент связан с радиационной шириной магнитного дипольного перехода $\Sigma^\circ - \Lambda$ соотношением

$$\Gamma(\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda + \gamma) = \left| \frac{\mu(\Sigma^\circ\Lambda)}{\mu_N} \right|^2 \cdot \frac{\alpha}{M_p^2} \cdot (P_\gamma)^3. \quad (31)$$

Здесь μ_N - ядерный магнетон; $P_\gamma = (M_{\Sigma^\circ}^2 - M_\Lambda^2)/2M_{\Sigma^\circ}$ - импульс фотона в системе покоя Σ° ; $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = 1/137$; M_p - масса протона. Экспериментальное значение ширины (29) позволяет получить абсолютное значение переходного магнитного момента

$$|\mu(\Sigma^\circ\Lambda)| = (1,59 \pm 0,05 \pm 0,07) \mu_N. \quad (32)$$

При этом дополнительная систематическая ошибка в $\mu(\Sigma^\circ\Lambda)$, связанная с использованием формализма кулоновского образования, не превышает 2,5% (или $< 5\%$ для радиационной ширины и времени жизни).

Результаты эксперимента ФНАЛ по изучению кулоновского образования Σ° -гиперонов [25] находятся в разумном согласии с первым экспериментом этого типа [24], проведенном в ЦЕРН'е на ускорителе PS при существенно меньших энергиях ($\langle P_\Lambda \rangle \sim 15$ ГэВ/с). При более точной обработке данных [24] по той же процедуре для выделения кулоновского процесса, которая использовалась для [25], величина магнитного переходного момента по измерениям группы ЦЕРН'а составляет $|\mu(\Sigma^\circ\Lambda)| = (1,72_{-0,19}^{+0,17})\mu_N$ (первоначальная величина $|\mu(\Sigma^\circ\Lambda)|$, приведенная в [24], составляла $(1,82_{-0,18}^{+0,25})\mu_N$. Средневзвешенный результат двух экспериментов:

$$|\mu(\Sigma^\circ\Lambda)|_{\text{с.в.}} = (1,60 \pm 0,07)\mu_N. \quad (33)$$

Значение (33), полученное в [25], очень близко к величине, приведенной в таблицах PDG [6] ($|\mu(\Sigma^\circ\Lambda)| = (1,61 \pm 0,08)\mu_N$). Сравнение полученных результатов для переходного магнитного момента $\mu(\Sigma^\circ\Lambda)$ с теоретическими предсказаниями проводится ниже (см. раздел 3).

3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

3.1. Систематика (QQQ)-барионов и нерелятивистская кварковая модель Изгура-Карла

Напомним вкратце основные представления кварковой модели, связанные с описанием обычных (qqq)-барионов (см. [6],[26]-[28] и ссылки там). Полная волновая функция системы из трех кварков имеет вид

$$\underbrace{|q_1 q_2 q_3 \rangle}_{\text{АНТИСИМ.}} = \underbrace{\left| \begin{array}{l} \text{координатная} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{l} \text{спиновая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{l} \text{ароматическая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle}_{\text{СИММЕТР.}} \left| \begin{array}{l} \text{цветовая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \quad (34)$$

Действительно, кварки подчиняются статистике Ферми-Дирака, и поэтому при их перестановках полная волновая функция $|q_1 q_2 q_3 \rangle$ является антисимметричной. При этом цветовая часть волновой функции, представляющая собой синглет по $SU(3)_{color}$, является антисимметричной, а оставшаяся часть волновой функции – симметричной при кварковых перестановках:

$|q_1 q_2 q_3 \rangle$ – антисимметричная функция;

$\left| \begin{array}{c} \text{цветовая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle$ – антисимметричная функция;

$\left| \begin{array}{c} \text{координатная} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{c} \text{спиновая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{c} \text{ароматическая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle$ – симметричная функция (как это следует из (34)).

Координатная волновая функция системы из трех кварков описывается двумя переменными:

$$\left. \begin{aligned} \vec{\rho} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ \vec{\lambda} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3) \end{aligned} \right\}. \quad (35)$$

Здесь $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ – радиусы-векторы кварков q_1, q_2, q_3 ; $\vec{\rho}$ описывает относительное движение q_1 и q_2 , а $\vec{\lambda}$ – движение q_3 по отношению к системе покоя ($q_1 \cdot q_2$). Орбитальные моменты этих движений определяются квантовыми числами l_ρ и l_λ .

Тогда полный орбитальный момент для $q_1 q_2 q_3$ -системы

$$\vec{L} = \vec{l}_\rho + \vec{l}_\lambda. \quad (36)$$

Пространственная четность для координатной волновой функции определяется соотношением

$$P = (-1)^{l_\rho + l_\lambda}. \quad (37)$$

Полный угловой момент $q_1 q_2 q_3$ -системы

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (38)$$

где \vec{S} – суммарный спин кварков ($S = 3/2; 1/2$).

Спиновая и ароматическая части волновой функции ($q_1 q_2 q_3$)-системы соответствуют симметрии $SU(2)$ и $SU(3)$, а их произведение – $SU(6)$ -симметрии.

Классификация барионных состояний может быть получена перемножением соответствующих представлений с помощью техники диаграмм Юнга (простые правила такого перемножения сформулированы, например, в [6] и [28]).

В пространстве спина ($SU(2)$):

$$[2] \times [2] \times [2] = [4] + [2] + [2]. \quad (39)$$

Таким образом, по кварковому спину барионы образуют один квартет частиц со спином $S = 3/2$ [4], (т.е. симметричные состояния по спину) и два дублета со смешанной симметрией [2], соответствующие спинам $S=1/2^3$

В пространстве ароматической SU(3):

$$[\underline{3}] \times [\underline{3}] \times [\underline{3}] = [\underline{10}] + [\underline{8}] + [\underline{8}] + [\underline{1}], \quad (40)$$

т.е. барионы образуют: один симметричный SU(3)-декуплет; два SU(3)-октета со смешанной симметрией; один антисимметричный SU(3)-синглет. В рамках предположения об SU(6)-симметрии для спиново-ароматической части волновой функции бариона $\left| \begin{array}{l} \text{спиновая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{l} \text{ароматическая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle$ получим

$$\{\underline{6}\} \times \{\underline{6}\} \times \{\underline{6}\} = \{\underline{56}\} + \{\underline{70}\} + \{\underline{70}\} + \{\underline{20}\}, \quad (41)$$

откуда видно, что барионы могут принадлежать к одному симметричному SU(6) – 56-плету, одному антисимметричному SU(6) – 20-плету или к одному из двух SU(6) – 70-плетов со смешанной симметрией.

Структура SU(6) мультиплетов, как известно, определяется перемножением SU(2)- и SU(3)-представлений (см. таблицу 1).

Обсудим теперь структуру всей координатно-спиновой-ароматической части волновой функции $\left| \begin{array}{l} \text{коорд.} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{l} \text{спин.} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle \left| \begin{array}{l} \text{ароматическая} \\ \text{в.ф.} \end{array} \right\rangle$, соответствующей произведению представлений $SU(6) \otimes O(3)$. Как видно из (34), для $(q_1 q_2 q_3)$ -барионов реализуются только симметричные состояния из $SU(6) \otimes O(3)$. Рассмотрим последовательно классификацию низших барионных состояний.

а) $N=0$ – основные барионные состояния.

Они соответствуют значениям $l_\rho = 0$ и $l_\lambda = 0$ (вводится обозначение $|1s \rangle_\rho |1s \rangle_\lambda$). При этом полный орбитальный момент системы $L=0$, четность $P = +1$, и пространственная часть волновой функции бариона является симметричной. Поэтому и SU(6)-компонента также должна быть симметричной. Таким образом, состояния с $N = 0$ принадлежат симметричному $\underline{56}_{SU(6)}$ -представлению. Будем обозначать соответствующие барионные семейства как $|SU(6); L^P \rangle_N$. Состояния с $N = 0$ образуют супермультиплет барионов с положительной четностью $|\underline{56}; 0^+ \rangle$, в состав которого входят хорошо известные SU(3)-октет стабильных барионов со спином $J=1/2$ ($^2[\underline{8}]$) и SU(3)-декуплет барионов с $J=3/2$, включающий в себя Ω -гиперон ($^4[\underline{10}]$):

$$|\underline{56}; 0^+ \rangle_{N=0} = ^2[\underline{8}](J = 1/2) + ^4[\underline{10}](J = 3/2). \quad (42)$$

б) Первый возбужденный уровень $N=1$.

³В настоящем обзоре, если это не оговорено специально, используются следующие обозначения: $\{\underline{56}\}$ или $\{\underline{56}\}_{SU(6)}$ или $\underline{56}_{SU(6)}$ – SU(6)-супермультиплет (SU(6)-плет, SU(6)-мультиплет) и т.п.; $[\underline{10}]$, или $[\underline{10}]_{SU(3)}$ или $\underline{10}_{SU(3)}$ – SU(3)-супермультиплет (SU(3)-плет, SU(3)-мультиплет) и т.п.; $[2]$ – SU(2)-мультиплет и т.п. В выражениях для волновых функций обозначения слегка меняются (опускаются скобки). Например, волновая функция $\{\underline{70}\}$ -плета с $L=0$ и $P=+1$ обозначается как $|\underline{70}, 0^+ \rangle$.

Таблица 1. Классификация барионов в SU(6)-симметрии (перемножение SU(3)- и SU(2)-представлений).

	SU(3)	$\underline{10}$ (S)	$\underline{8}$; $\underline{8}$ (M) (M)	$\underline{1}$ (A)
Спин кварков 3/2	[4] (S)	$^4\underline{1}$ (S)	$^4\underline{8}$; $^4\underline{8}$ (M) M	$^4\underline{1}$ (A)
Спин кварков 1/2	[2] ; [2] (M) (M)	$^2\underline{10}$; $^2\underline{10}$ (M) (M)	$^2\underline{8}$; $^2\underline{8}$; $^2\underline{8}$; $^2\underline{8}$ (S) (M) (M) (A)	$^2\underline{1}$; $^2\underline{1}$ (M) (M)
$SU(6) = \underline{56}_{SU(6)} + \underline{70}_{SU(6)} + \underline{70}_{SU(6)} + \underline{20}_{SU(6)}$ (S) (M) (M) (A) При перемножении SU(3)- и SU(2)-представлений образуются SU(6)-супермультиплеты со следующей структурой: $\underline{56}_{SU(6)} = \underline{4\underline{10}} + \underline{^2\underline{8}}$ – симметричное представление; (S) (S) (S) $\underline{70}_{SU(6)} = \underline{^2\underline{10}} + \underline{^4\underline{8}} + \underline{^2\underline{8}} + \underline{^2\underline{1}}$ – смешанное представление; (M) (M) (M) (M) (M) $\underline{20}_{SU(6)} = \underline{^2\underline{8}} + \underline{^4\underline{1}}$ – антисимметричное представление. (A) (A) (A) Обозначения: $\{\underline{56}\}_{SU(6)}$ или $\underline{56}$ – SU(6) 56-плет барионов; $\underline{4\underline{10}}$ – SU(3) дуплет барионов со спином кварков S=3/2 (квартет по кварковому спину) и т.д. S – симметричное представление; M – смешанное представление; A – антисимметричное представление.				

Этот уровень соответствует орбитальным возбуждениям $q_1 q_2 q_3$ -системы с $l_\rho = 0$, $l_\lambda = 1(|1s \rangle_\rho |1p \rangle_\lambda)$ и с $l_\rho = 1; l_\lambda = 0(|1p \rangle_\rho |1s \rangle_\lambda)$. Для таких состояний со смешанной O(3)-симметрией $L^P = 1^-$, и соответствующий SU(6)-супермультиплет также должен обладать смешанной симметрией. Поэтому барионы с N=1 принадлежат супермультиплету $|\underline{70}; 1^- \rangle_{N=1}$. Спины этих барионов в соответствии с (38) принимают значения J=1/2;3/2;5/2:

$$|\underline{70}; 1^- \rangle_{N=1} = \underline{^2\underline{10}}(J = 1/2; 3/2) + \underline{^4\underline{8}}(J = 1/2; 3/2; 5/2) + \underline{^2\underline{8}}(J = 1/2; 3/2) + \underline{^2\underline{1}}(J = 1/2; 3/2), \quad (43)$$

т.е. всего девять SU(3)-семейств с различными спинами барионов.

в) Уровень возбуждения N=2.

Возбужденные состояния с N=2 имеют вид

$$|1s \rangle_\rho |1d \rangle_\lambda; |1s \rangle_\rho |2s \rangle_\lambda; |1p \rangle_\rho |1p \rangle_\lambda; |2s \rangle_\rho |1s \rangle_\lambda; |1d \rangle_\rho |1s \rangle_\lambda$$

(в модели с потенциалом гармонического осциллятора и одинаковыми массами кварков все эти уровни с орбитальным и радиальным возбуждением оказываются

вырожденными). Отсюда возможны значения $L^P = 0^+; 1^+; 2^+$. Состояния с $L = 0^+$ и 2^+ соответствуют симметричным и смешанным представлениям $O(3)$, а состояния с $L = 1^+$ – антисимметричным представлениям. Поэтому возможна следующая структура барионных супермультиплетов с $N=2$:

$$\begin{aligned} & \underline{56} ; 2^+ >_{N=2} ; \underline{56} ; 0^+ >_{N=2} - \text{симметричные } SU(6)\text{-представления;} \\ & \underline{70} ; 2^+ >_{N=2} ; \underline{70} ; 0^+ >_{N=2} - \text{смешанные } SU(6)\text{-представления;} \\ & \underline{20} ; 1^+ >_{N=2} - \text{антисимметричное } SU(6) \text{ представление.} \end{aligned}$$

При этом возникает весьма сложная система барионных $SU(3)$ -мультиплетов с разными спинами барионов ($J = 1/2; 3/2; 5/2; 7/2$). Следует иметь в виду, что систематика барионов существенно усложняется из-за нарушений $SU(3)$ -симметрии и смешивания $SU(3)$ -мультиплетов и мультиплетов по суммарному кварковому спину ($S = 1/2$ и $3/2$) для физических барионных состояний, являющихся собственными состояниями полного углового момента J , четности P , изоспина, странности и т.д.

Учет $SU(3)$ -нарушения и смешивания может быть проведен в конкретных кварковых моделях. Мы рассмотрим нерелятивистскую кварковую модель Изгура-Карла, в которой использованы квантовохромодинамические представления для описания кварковой динамики (см. [29]-[33] и ссылки там). В основе модели Изгура-Карла лежат следующие основные предположения:

а) имеет место кварковый конфайнмент, обусловленный потенциалом, который не зависит от ароматов и спинов кварков;

б) на малых расстояниях взаимодействия между кварками описываются в приближении одноглюонного обмена;

в) все нарушения ароматной симметрии возникают из-за разности конститuentных масс кварков, входящих в состав барионов. Барионные состояния описываются нерелятивистским гамильтонианом

$$H = \sum_i (m_i + \frac{p_i^2}{2m_i}) + \sum_{i < j} (V^{ij} + H_{hyp}^{ij}). \quad (44)$$

Здесь:

а) V^{ij} – потенциал конфайнмента, независящий от кварковых ароматов и спинов. Сюда включаются также часть одноглюонного потенциала $-\frac{2}{3}\alpha_s/r_{ij}$ и кулоновское взаимодействие. Используется модель трехмерного осциллятора с анагармоническим членом:

$$V^{ij} = \frac{1}{2}kr_{ij}^2 + U(r_{ij}); \quad (45)$$

б) сверхтонкое КХД-взаимодействие H_{hyp}^{ij} , имеющее вид

$$H_{hyp}^{ij} = H_{contact}^{ij} + H_{tensor}^{ij} = \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left[\underbrace{\frac{8\pi}{3} \delta^{(3)}(\vec{r}_{ij}) \vec{s}_i \vec{s}_j}_{\text{Контактный член}} + \underbrace{\frac{1}{r_{ij}^3} \left(3(\vec{s}_i \cdot \vec{r}_{ij}) \cdot (\vec{s}_j \cdot \vec{r}_{ij}) - (\vec{s}_i \vec{s}_j) \right)}_{\text{Тензорный член}} \right]. \quad (46)$$

Всюду используются обозначения: m_i , s_i , p_i – массы, спины и импульсы кварков, r_{ij} – расстояния между кварковыми парами. Суммирование в (44) проводится по трем валентным кваркам гиперонного состояния.

Предполагается, что хромомангнитное спин-орбитальное взаимодействие не вносит заметный вклад в гамильтониан и не учитывается в рассматриваемой модели.

Как уже отмечалось ранее, для кварков с одинаковой массой в модель гармонического осциллятора спектр возбужденных барионов для наимизших уровней с $N=0; 1; 2$ имеет следующую $SU(6)$ -структуру:

$$\left\{ \begin{array}{l} N = 0 \} \quad | \underline{56}; 0^+ \rangle_{N=0}; \\ N = 1 \} \quad | \underline{70}; 1^- \rangle_{N=1}; \\ N = 2 \} \quad | \underline{56}; 0^+ \rangle_{N=2}; \quad | \underline{56}; 2^+ \rangle_{N=2}; \quad | \underline{70}; 0^+ \rangle_{N=2}; \quad | \underline{20}; 1^+ \rangle_{N=2} . \end{array} \right.$$

В модели гармонического осциллятора все 4 $SU(6)$ -супермультиплета с $N = 2$ вырождены по массе, а все три уровня $N=0;1;2$ являются эквидистантными. Введение анагармонического возмущения $U(r_{ij})$ в гамильтониан (см. (45)) вызывает расщепление масс супермультиплетов с $N=2$, показанное на рис.9. Разность конститuentных масс u -, d -кварков и s -кварков приводит к тому, что две вырожденных ранее моды гармонического осциллятора, соответствующие координатам $\vec{\rho}$ и $\vec{\lambda}$ (см. (35), где индексы 1 и 2 соответствуют u -, d -кваркам, а индекс 3 – s -кварку) теперь расщепляются и возникает $SU(3)$ -нарушение. В результате физические барионные состояния с определенными значениями массы, J^P , изоспина, странности и других ароматов не принадлежат более к чистым $SU(3)$ -мультиплетам с фиксированными величинами суммарного кваркового спина $S=1/2$ и $3/2$, а являются смешанными состояниями.

Модель Изгура-Карла позволила получить определенные предсказания для масс и квантовых чисел низколежащих барионных состояний, сравнительно хорошо согласующиеся с опытом [29-33]. В таблице 2 приводятся данные о структуре волновых функций для самых легких гиперонных состояний (рис.2), полученные в модели Изгура-Карла.

После введения в модель Изгура-Карла взаимодействия с пионами или фотонами в соответствии с диаграммами, представленными на рис.10, были получены предсказания для парциальных ширин ряда распадов. Но прежде чем перейти к результатам расчета вероятностей радиационных распадов в модели Изгура-Карла и в других потенциальных кварковых моделях [34]-[36] и в моделях мешков [35,37-39] (см. также [40]), мы рассмотрим некоторые качественные предсказания для этих распадов, основанные на простых соображениях $SU(3)$ -симметрии и наглядных представлениях для возбужденных барионных состояний [40]-[45].

Рис. 9. Схема уровней барионных $SU(6)$ -мультиплетов, соответствующих $N = 0; 1; 2$ в модели Изгура-Карла с анагармоническим осцилляторным потенциалом (см. текст). Энергии уровней: $E|\{56\}; 0^+ \rangle_{N=1} = E_0$, $E|\{70\}; 1^- \rangle_{N=1} = E_0 + \Omega$; $E|\{56\}; 0^+ \rangle_{N=2} = E_0 + 2\Omega - \Delta$ и т.д. – см. рисунок. Здесь $E_0 \simeq 1150$ МэВ, $\Omega \simeq 440$ МэВ, $\Delta \simeq 400$ МэВ.

Рис. 10. Диаграммы взаимодействия барионов с пионами и фотонами в модели Изгура-Карла (в распадах $B \rightarrow B' + \gamma$ и $B \rightarrow B' + \text{мезон}$).

Таблица 2. Структура волновых функций для самых легких гиперонных состояний в модели Изгура-Карла

Гиперон	J^P	Структура волновой функции гиперона
$\Lambda(1115)$	$1/2^+$	$0.93 ^2\underline{8}S_S 1/2^+ \rangle - 0.30 ^2\underline{8}S'_S 1/2^+ \rangle - 0.20 ^2\underline{8}S_M 1/2^+ \rangle - 0.05 ^2\underline{1}S_M 1/2^+ \rangle - 0.03 ^4\underline{8}D_M 1/2^+ \rangle$
$\Sigma(1195)$	$1/2^+$	$0.97 ^2\underline{8}S_S 1/2^+ \rangle - 0.18 ^2\underline{8}S'_S 1/2^+ \rangle - 0.16 ^2\underline{8}S_M 1/2^+ \rangle - 0.02 ^2\underline{10}S_M 1/2^+ \rangle - 0.05 ^4\underline{8}D_M 1/2^+ \rangle + 0.02 ^4\underline{10}D_M 1/2^+ \rangle$
$\Sigma(1385)$	$3/2^+$	$^4\underline{10}S_S 3/2^+ \rangle$
$\Lambda(1405)$	$1/2^-$	$0.90 ^2\underline{1}P_M 1/2^- \rangle + 0.43 ^2\underline{8}P_M 1/2^- \rangle + 0.06 ^4\underline{8}P_M 1/2^- \rangle$
$\Lambda(1520)$	$3/2^-$	$0.91 ^2\underline{1}P_M 3/2^- \rangle + 0.40 ^2\underline{8}P_M 3/2^- \rangle + 0.01 ^4\underline{8}P_M 3/2^- \rangle$

Примечание.

1°. В таблице 2 приняты следующие обозначения для волновых функций гиперонов: $|^{2s+1}XL_\sigma J^P \rangle$. Здесь X – множественность супермультиплетов по SU(3); s – суммарный кварковый спин; L – полный орбитальный угловой момент (L=S;P;D...); J – полный угловой момент (спин гиперона); P – четность гиперона; σ – симметрия SU(6)-супермультиплетов (S – симметричный – $\underline{\{56\}}$; M – смешанный – $\underline{\{70\}}$; A – антисимметричный – $\underline{\{20\}}$).

2°. Для основных состояний Λ и Σ обычно приближенно принимается, что их волновые функции имеют вид

$$|\Lambda(1115) \rangle \simeq |^2\underline{8}S_S 1/2^+ \rangle,$$

$$|\Sigma(1195) \rangle \simeq |^2\underline{8}S_S 1/2^+ \rangle.$$

3.2. Простые качественные оценки гиперонных распадов

3.2.1. Радиационные распады барионов типа $^4[10]_{SU(3)} \rightarrow ^2[8]_{SU(3)} + \gamma$

Рассмотрим некоторые следствия SU(3)-симметрии для радиационных распадов гиперонов. При этом удобно воспользоваться классификацией частиц по U-спину, так как мультиплеты по U-спину соответствуют частицам с одинаковыми электрическими зарядами, и U-спин фотона равен нулю. Поэтому для точной SU(3)-симметрии разрешены радиационные распады барионов $B^* \rightarrow B + \gamma$, в которых B^* и B имеют одинаковые значения U-спина. Распады, не удовлетворяющие этому условию, могут происходить только при нарушении SU(3) и оказываются подавленными.

На рис.11 представлены схемы октета и декуплета для основных барионных состояний, принадлежащих к SU(6)-супермультиплету $|\underline{56}, 0^+ \rangle_{N=0}$. Показана также система мультиплетов по U-спину, в которые группируются эти барионы. Следует иметь в виду, что в барионном октете имеются два нейтральных бариона – Λ и Σ^0 , которые не являются собственными состояниями по U-спину. В мультиплеты по U-спину входят их ортогональные суперпозиции:

Рис. 11. Схемы октета и декуплета барионов и структуры барионных мультиплетов по U -спину для этих барионных семейств. Для октета барионов нейтральными состояниями с определенными значениями U -спина являются суперпозиции $|u_1\rangle = |U = 1, U_3 = 0\rangle = \frac{1}{2}(\Sigma^0 + \sqrt{3}\Lambda)$ и $|u_0\rangle = |U = 0\rangle = \frac{1}{2}(\sqrt{3}\Sigma^0 - \Lambda)$. Другие обозначения: S – странность; $m_1 = I_3$; $m_2 = Y = B + S$; $m_3 = U_3$.

$$|u_0\rangle = \frac{1}{2}[\sqrt{3}|\Sigma^0\rangle - |\Lambda\rangle] \quad (47)$$

(U-синглет с нулевым U-спином) и

$$|u_1\rangle = \frac{1}{2}[|\Sigma^0\rangle + \sqrt{3}|\Lambda\rangle] \quad (48)$$

(входит в U-триплет; U=1 и $U_z = 0$).

Как видно из рис.11, для радиационных распадов барионов

$${}^4[10]_{SU(3)} \rightarrow {}^2[8]_{SU(3)} + \gamma \quad (49)$$

разрешенными являются следующие процессы:

$$a) \quad (U = 1/2) \rightarrow (U = 1/2) + \gamma = \left. \begin{array}{l} \Delta^+ \rightarrow p + \gamma \\ \Sigma^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma \end{array} \right\}$$

$$б) \quad (U = 1) \rightarrow (U = 1) + \gamma = \left. \begin{array}{l} \Delta^0 \rightarrow n + \gamma \\ \Xi^{*0} \rightarrow \Xi^0 + \gamma \\ \Sigma^{*0} \rightarrow \frac{1}{2}[|\Sigma^0\rangle + \sqrt{3}|\Lambda\rangle] + \gamma \end{array} \right\}$$

Вместе с тем переходы с несохранением U-спина запрещены в SU(3):

$$(U = 3/2) \not\rightarrow (U = 1/2) + \gamma \left. \begin{array}{l} \Sigma^{*-} \not\rightarrow \Sigma^- + \gamma \\ \Xi^{*-} \not\rightarrow \Xi^- + \gamma \end{array} \right\}$$

Радиационные переходы $B^*(J^P = 3/2^+) \rightarrow B(J^P = 1/2^+) + \gamma$, рассмотренные выше, происходят с переворотом спина одного из кварков и с испусканием магнитного дипольного (M1) фотона или электрического квадрупольного (E2) фотона. Магнитные дипольные переходы являются доминирующими, и вклад (E2)-амплитуд оказывается очень малым [40]-[42]. При этом вероятность радиационного распада $B^* \rightarrow B + \gamma$ (его радиационная ширина) определяется переходным магнитным моментом $\mu(B^*B)$ и имеет вид [42]

$$\Gamma(B^* \rightarrow B + \gamma) = \frac{1}{2} \underbrace{\left| \frac{\mu(B^*B)}{\mu_N} \right|^2}_{\text{квадрат амплитуды}} \cdot \frac{\alpha}{M_p^2} \cdot \underbrace{(P_\gamma)^3}_{\text{кинематический фактор}} \quad (50)$$

(близкий к формуле для ширины $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma)$ – см. (31)).

В формулы (31) и (50) должны, вообще говоря, входить ещё множители – I-интегралы перекрытия пространственных волновых функций начальных и конечных барионных состояний в соответствующих радиационных распадах. Интегралы перекрытия $I=1$, если эти функции одинаковые (SU(3)-приближение для формулы (31) и SU(6)-приближение для формулы (50)). Если пространственные волновые функции различаются, то $I < 1$ и должны учитываться при оценке радиационных ширин.

В приближении $SU(3)$ -симметрии были получены следующие оценки для переходных магнитных моментов в распадах ${}^4[10]_{SU(3)} \rightarrow {}^2[8]_{SU(3)} + \gamma$ [44] (см. также [42], [45]):

$$\mu(\Delta^+ p) = \mu(\Delta^0 n) = -\mu(\Sigma^{*+} \Sigma^+) = -\mu(\Xi^{*0} \Xi^0) = 2\mu(\Sigma^{*0} \Sigma^0) = -\frac{2}{\sqrt{3}}\mu(\Sigma^{*0} \Lambda) \quad (51)$$

и

$$\mu(\Sigma^{*-} \Sigma^-) = \mu(\Xi^{*-} \Xi^-) = 0. \quad (52)$$

В рамках $SU(6)$ -симметрии можно пойти дальше и связать переходный магнитный момент $\mu(\Delta^+ p)$ с магнитным моментом протона:

$$\mu(\Delta^+ p) = \frac{2\sqrt{2}}{3}\mu_p = \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot 2.79\mu_N. \quad (53)$$

Используя (50)-(53), можно получить в $SU(6)$ -приближении оценки для всех радиационных ширин распадов (49). Однако величина $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p + \gamma)|_{SU(6)} \simeq 500$ кэВ лежит примерно на 30% ниже экспериментального значения для этой ширины. Учет интеграла перекрытия I может только увеличить это расхождение ($I \leq 1$). Поэтому вместо оценки $\mu(\Delta^+ p)$ из (53) мы воспользовались данными для этого переходного момента из экспериментального значения $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p\gamma) = 696 \pm 46$ кэВ и уже в этой нормировке получили значения для радиационных ширин, приведенные в первой колонке таблицы 3. Нормировка по $\mu(\Delta^+ p)|_{\text{эксп.}}$ дает оценки всех ширин примерно на 30% больше, чем при использовании $SU(6)$ -соотношения (53). Нам представляется, что введение подобной нормировки позволяет уменьшить неопределённости, связанные с простой нерелятивистской моделью, лежащей в основе соотношения (50), и в какой-то мере учесть поправки, обусловленные эффектами отдачи, обменными пионными токами и т.д. Более подробный анализ распада $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p\gamma)$ см. в [26].

Для переходного магнитного момента $\mu(\Sigma^0 \Lambda)$ $SU(3)$ -приближение дает

$$\mu(\Sigma^0 \Lambda)_{SU(3)} = \frac{1}{\sqrt{3}}\mu_p = 1.61\mu_N, \quad (54)$$

а наивная кварковая модель предсказывает для него величину

$$\mu(\Sigma^0 \Lambda)_{nqm} = (\mu_d - \mu_u)/\sqrt{3} = 1.63\mu_N. \quad (55)$$

Соответствующие оценки для $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma)$, также приведены в первой колонке таблицы 3.

Рассмотрим теперь радиационные переходы, запрещенные в $SU(3)$ сохранением U -спина, и обсудим механизм $SU(3)$ -нарушения в этих процессах [40]-[42], сравнив для этого следующие распады:

$$\Sigma^*(1385)^+ \rightarrow \Sigma^+ + \gamma, \quad (56)$$

$$\Xi^*(1530)^0 \rightarrow \Xi^0 + \gamma \quad (57)$$

(разрешенные распады) и

$$\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma, \quad (58)$$

$$\Xi^*(1530)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma \quad (59)$$

(распады, запрещенные правилом отбора по U-спину).

Можно привести наглядное физическое объяснение для такого запрета процессов (58) и (59). Рассмотрим сначала распады (56) и (57). Как уже обсуждалось выше, это магнитные дипольные переходы M2, идущие с переворотом спина одного из кварков. Для $\Sigma^*(1385)^+$ - и $\Xi^*(1530)^0$ -гиперонов, состоящих из кварков с разными зарядами и магнитными моментами ($|uus\rangle$ и $|uss\rangle$), магнитное поле фотона, действуя на u - и s -кварки, вращает их в разные стороны и может вызвать поворот спина одного из кварков по отношению к суммарному спину двух других, т.е. действительно будут происходить разрешенные в SU(3) радиационные распады (56) и (57). В то же время $\Sigma^*(1385)^-$ - и $\Xi^*(1530)^-$ -гипероны состоят из кварков с одинаковыми зарядами ($|dds\rangle$ и $|dss\rangle$). Магнитное поле вращает их магнитные моменты и спины в одну сторону. Если $\mu_d = \mu_s$ (точная SU(3)-симметрия), то переворот спина s -кварка по отношению к d -кваркам (или \bar{d} -кварка по отношению к s -кваркам) не происходит и радиационные распады (58) и (59) оказываются запрещенными. При нарушении SU(3)-симметрии из-за разности масс s - и d -кварков их магнитные моменты также становятся различными ($\mu_d = -0.972\mu_N$ и $\mu_s = -0.613\mu_N$ — см. [6]). Поэтому углы поворота кварковых спинов в магнитном поле фотонов оказываются разными и могут происходить радиационные переходы с переворотом спина. Таким образом, строгий запрет для распадов (58) и (59) снимается. Однако их вероятности (парциальные ширины) оказываются сильно подавленными по отношению к разрешенным распадам (56) и (57).

В работах [40]-[42] получены количественные оценки подобного механизма SU(3)-нарушения:

$$P(\Sigma^-) = \left| \frac{\mu[\Sigma^*(1385)^-\Sigma^-]}{\mu[\Sigma^*(1385)^+\Sigma^+]} \right|^2 = \left| \frac{\mu[\Sigma^*(1385)^-\Sigma^-]}{\mu[\Delta^+(1232)p]} \right|^2 = \frac{1}{9} \left(1 - \frac{\mu_s}{\mu_d}\right)^2 = 0.015, \quad (60)$$

$$P(\Xi^-) = \left| \frac{\mu[\Xi^*(1530)^-\Xi^-]}{\mu[\Xi^*(1530)^0\Xi^0]} \right|^2 = \left| \frac{\mu[\Xi^*(1530)^-\Xi^-]}{\mu[\Delta^+(1232)p]} \right|^2 = \frac{1}{9} (1 - \mu_s/\mu_d)^2 = 0,015. \quad (61)$$

Отсюда и из экспериментальных данных по $\Delta^+ \rightarrow p + \gamma$ -распаду получены значения радиационных ширин распадов (58), (59) в нарушенной SU(3)-симметрии, приведенные в скобках в первом столбце таблицы 3.

Другая модель для учёта возможных нарушений SU(3)- и SU(6)-симметрии была развита в работах [45] (см. также [46], где эта модель использовалась при оценках электромагнитных переходов для гиперонных состояний). В модели [45] предполагалось, что нарушение унитарной симметрии обусловлено умеренно сильными взаимодействиями, преобразующимися как суперспинор второго ранга, пропорциональный гиперзарядам кварков. В этом приближении получены выражения для магнитных моментов барионов, принадлежащих к барионному SU(3)-октету ²[8] и

SU(3)-декуплету $^4[10]$ основного SU(6)-супермультиплетта барионов $|\underline{56}; 0^+ \rangle$, а также для переходных магнитных моментов в радиационных распадах $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ и $^4[10] \rightarrow ^2[8] + \gamma$. В эти выражения входят феноменологические параметры модели, которые могут быть определены при использовании экспериментальных данных для магнитных моментов нуклонов, Λ -гиперонов, Σ -гиперонов и Ξ -гиперонов. Полученные при фиксированных таким образом феноменологических параметрах модели значения переходных магнитных моментов радиационных распадов использовались для оценки их радиационных ширин (по формулам (31) и (50)), приведённых во втором столбце таблицы 3 (также с нормировкой на экспериментальное значение $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p + \gamma)$). В этой модели с нарушением SU(3) и SU(6) вероятности распадов (58) и (59) отличны от нуля (хотя и подавлены). Следует отметить, что модель [45] не слишком хорошо описывает известные магнитные моменты гиперонов (с точностью до 10-20%). Эти данные дают представление о точности оценок переходных моментов для распадов $^4[10] \rightarrow ^2[8] + \gamma$. Для переходных моментов распадов (58) и (59), запрещённых по SU(3), точность оценок существенно хуже: допустимые изменения феноменологических параметров модели меняют эти переходные моменты в ≤ 1.6 раз, а соответствующие радиационные ширины ≤ 2.5 раза.

3.2.2. Радиационные распады $^2[1]_{SU(3)} \rightarrow \Lambda + \gamma$ и $^2[1]_{SU(3)} \rightarrow \Sigma^0 + \gamma$

Обсудим еще одно простое следствие SU(3)-симметрии, о котором уже говорилось ранее при описании эксперимента по $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ распаду (см. раздел (2.1)). Если распадающийся гиперон является синглетом по SU(3) (такие предположения делались относительно $\Lambda(1520)$ - и $\Lambda(1406)$ -гиперонов, принадлежащих SU(6)-супермультиплету $|\underline{70}; 1^- \rangle_{N=1}$), то из-за сохранения U-спина радиационный распад $[[1]_{SU(3)} \rangle$ должен приходить в состояние с нулевым U-спином:

$$[[1]_{SU(3)} \rangle \rightarrow |u_0 \rangle + \gamma. \quad (62)$$

Отсюда и из (42) следует, что отношение квадратов распадных амплитуд

$$\left| \frac{A[[1]_{SU(3)} \rangle \rightarrow |\Lambda \rangle + \gamma]}{A[[1]_{SU(3)} \rangle \rightarrow |\Sigma^0 \rangle + \gamma]} \right|^2 = \frac{1}{3}. \quad (63)$$

Это соотношение использовалось в эксперименте [9] для внесения поправки из-за примеси распадов $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma$ в наблюдаемый эффект, обусловленный в основном распадом $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma$. Однако, как видно из таблицы 2, из-за смешивания барионных состояний волновая функция $\Lambda(1520)$ -гиперона существенно отличается от чистого SU(3)-синглета и внесенная в эксперименте поправка оказалась несколько неточной (скорее всего завышенной).

3.2.3. Кварковые структуры гиперонных состояний и различные каналы радиационных распадов

На рис.12 приведены схемы возможных кварковых конфигураций для основных гиперонных состояний $\Lambda = \Lambda(1116)$, $\Sigma^0 = \Sigma(1192)$ и $\Sigma^*(1385)^0$. Схемы являются

очевидными и соответствуют квантовым числам гиперонов. Отметим, что для Λ -гиперона легкие u -, d -кварки образуют комбинацию с кварковым спином $S = 0$ и изоспином $T = 0$, в то время как для Σ - и $\Sigma^*(1385)$ -гиперонов легкие кварки находятся в состоянии с $S=1$ и $T=1$.

Кварковые конфигурации для P -возбужденных $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов (рис.13, [40], [43]) уже не столь очевидны. Схема, приведенная на рис.13а, соответствует представлениям о том, что энергетически более выгодными являются конфигурации, для которых в P -состоянии находится более тяжелый s -кварк. Как было показано в модели мешков, это имеет место для состояния $P_{\frac{1}{2}}^1$, т.е. для $\Lambda(1405)$ -гиперона с $J^P = 1/2^-$ [39]. Из рис.13а непосредственно следует, что в этом случае возможен распад $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma$, а распады $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma$, $\Sigma(1385)^0\gamma$ запрещены. Действительно, радиационный распад определяется взаимодействием электромагнитного поля фотона с зарядами и магнитными моментами кварков. Оператор электромагнитного поля является одночастичным (рис.10): он может изменить состояние только одного кварка. В случае конфигурации рис.13а при радиационном переходе P -возбужденный s -кварк переходит в основное состояние, и при этом состояние двух легких кварков ($S = 0$, $T = 0$) не меняется. Поэтому распады с образованием Σ -гиперонов (u, d в состоянии $S=1$, $T=1$) запрещены для подобной кварковой конфигурации. Следует, однако, подчеркнуть, что учет сверхтонкого КХД-взаимодействия меняет ситуацию [34]: в этом случае возможны кварковые конфигурации, при которых на $P_{\frac{1}{2}}^1$ -уровне будет находиться один из легких кварков (аналогично тому, как это показано на рис.13б для $\Lambda(1520)$ -гиперона). Заметим, что для $\Lambda(1520)$ -гиперона, являющегося состоянием $P_{\frac{3}{2}}^3$, такая возможность была предсказана и в модели мешков [39]. Таким образом, распады $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma$; $\Sigma^0 + \gamma$ становятся возможными, и здесь проявляется роль сверхтонкого КХД-взаимодействия, приводящего к кварковой конфигурации, изображенной на рис.13б. Распады $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma(1385)^0 + \gamma$ могут происходить только, если в волновых функциях этих возбужденных P -гиперонов присутствует конфигурация, в которой три кварка имеют суммарный кварковый спин $3/2$. Так как $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гипероны принадлежат к $SU(6)$ -супермультиплету $|\underline{70}, 1^- \rangle_{N=1}$, то единственной такой конфигурацией является октет по $SU(3)$ ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ (см. таблицу 1). В модели Изгура-Карла показано, что примесь октета ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ в волновых функциях $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов мала (см. таблицу 2). Однако в некоторых вариантах модели мешков предсказывается более значительный вклад ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$ -компоненты.

Все эти простые качественные примеры показывают, что исследования радиационных распадов гиперонов дают много информации о степени нарушения $SU(3)$ - и $SU(6)$ -симметрии, о кварковой структуре волновых функций барионных состояний, о степени смешивания различных $SU(3)$ -мультиплетов в волновых функциях. Поэтому необходимо детальное экспериментальное и теоретическое изучение этих электромагнитных адронных процессов.

Рис. 12. Схема кварковых конфигураций для $\Lambda, \Sigma, \Sigma^*(1385)$ -гиперонов ($S = -1$) и $\Xi, \Xi^*(1530)$ -гиперонов ($S = -2$) (члены $|\{56\}$, $0^+ >_{N=0}$ -супермультиплеты).

Рис. 13. Схемы кварковых конфигураций для Λ^* -гиперонов, принадлежащих к $|\{70\}$, $1^- >_{N=1}$ супермультиплету: а) "чистая конфигурация" $P^{1/2}(\Lambda(1405)$ в модели мешков [39]) б) "смешанная конфигурация" $P^{3/2}(\Lambda(1520)$ в модели [39]). Показано, что учет сверхтонкого КХД взаимодействия приводит к смешанной конфигурации и для $P^{1/2}$ -состояния (т.е. для $\Lambda(1405)$) – см. текст.

3.3. Вероятность радиационных распадов гиперонов в потенциальных кварковых моделях и в моделях мешков

Расчеты радиационных распадов гиперонов проводились в нерелятивистской кварковой модели Изгура-Карла [34],[35], в потенциальной кварковой модели с релятивистскими поправками [36], в модели мешков MIT [35],[37] и киральном варианте этой модели [38]. Общая схема расчета радиационных распадов в этих моделях включает в себя: а) нахождение волновых функций барионных состояний с определенными массами и квантовыми числами; б) введение в гамильтониан, описывающий кварковую систему, одночастичного минимального электромагнитного взаимодействия кварка с полем фотона (с последующим суммированием по всем кваркам); в) расчет спиральных амплитуд для радиационных переходов между барионными состояниями; г) суммирование квадратов модулей этих амплитуд и определение парциальных шириин радиационных распадов барионов. Ширина радиационного распада имеет вид [35]

$$\Gamma_{J_f J_i} = 2k \cdot \frac{1}{(2J_i + 1)} \sum_{m_i, m_f} \sum_{\lambda=\pm 1} | \langle J_f M_f | \int d\vec{r} \cdot \vec{\epsilon}_\lambda(\vec{k}) \cdot \vec{j}(\vec{r}) \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}} \cdot | J_i M_i \rangle |^2, \quad (64)$$

где $\vec{j}(\vec{r}) = eq_j \psi(\vec{r})^+ \vec{\alpha} \psi(\vec{r})$ – оператор электрического тока j -того кварка; J_f , M_f и J_i , M_i – полный угловой момент (спин) и его z -проекция для конечного и начального бариона; $\vec{k} \equiv k\vec{z}$ – импульс фотона ($k = P_\gamma = (M_f^2 - M_i^2)/2M_f$); $\vec{\epsilon}_\lambda(\vec{k})$ – вектор поляризации фотона; eq_j – заряд j -того кварка (определяемый его ароматом). В простейшей нерелятивистской форме гамильтониан электромагнитного взаимодействия может быть представлен как

$$H_{el.mag.}^{NR} = \sum_{j=1}^3 [i\mu_j \vec{\sigma}_j \cdot (\vec{k} \times \vec{A}) + 2\vec{P}_j \vec{A} \frac{eq_j}{2m_j}]. \quad (65)$$

Здесь \vec{A} – электромагнитный вектор-потенциал поля фотона; eq_j , μ_j , m_j , p_j – электрические заряды, магнитные моменты, массы и импульсы кварков; \vec{k} – импульс фотона; $\vec{\sigma}_j$ – оператор Паули для j -того кварка. Суммирование в этом гамильтониане взаимодействия происходит по всем кваркам в барионе. Первый член гамильтониана соответствует взаимодействию электромагнитного поля с магнитным моментом кварка, а второй член – с его электрическим зарядом.

Таблица 3. Радиационные ширины гиперонов и Δ^+ -изобары в различных теоретических моделях (в кэВ) и их сравнение с экспериментальными данными.

	SU(3)- симметрия	Модель [45]	Модели мешков				NRQM		RQM		Эксперимент
			[37]	[38]	[35]	[35]	SU(6) uds [35]	[34]	NRA RA [36]		
$\Gamma[\Delta^+ \rightarrow p + \gamma]$	700 нормировка	700	338							696±46 [6]	
$\Gamma[\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma]$	8,7	7,7 нормировка	291		4,6	8,5	8,5	6,7	4,1	8,6±1,0 [25]	
$\Gamma[\Sigma^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma]$	240	180	113			117	117	104			
$\Gamma[\Sigma^{*0} \rightarrow \Sigma^0 + \gamma]$	60	50	22	21	15	22	22	19	14	<1750 [47]	
$\Gamma[\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda + \gamma]$	430	360	211	191	152	275	273	232	161	<2000 [47]	
$\Gamma[\Sigma^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma]$	0 (3,4)	0,5	1,50	1,51				2,5		<24 [48]	
$\Gamma[\Xi^{*0} \rightarrow \Xi^0 + \gamma]$	330	210	146	137		135	135				
$\Gamma[\Xi^{*-} \rightarrow \Xi^- + \gamma]$	0 (4,8)	0,8	1,86	1,84		2,6	2,8				
$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda + \gamma]$			75		60; 17 (41)	154	200	143	96	118	27±8 [13]
$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma]$			2,4		18; 27	72	72	91	53	46	19±4 или 23±7 [13]
$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^{*0} + \gamma]$					1,3; 0,2 (0)	0,3	0,3	0,3			
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma]$			32		46; 27	98	156	96	48	215	134±23 [9]
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0 + \gamma]$			49		17; 102	56	55	74	31	293	31±11 [10]
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^{*0} + \gamma]$					3,6; 0	0,03	0,07	≈0			47±17 [10]
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1405) + \gamma]$					0,1; 0,02	0,5	0,7	0,2			

Примечания к таблице 3:

1. В первом столбце (SU(3)-симметрия) представлены результаты расчетов радиационных ширин в приближении SU(3)-симметрии (см. (50)-(52)), нормированные по экспериментальному значению $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p + \gamma)$. Нормировочный множитель составляет $\simeq 0.7$. Распады $\Sigma^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma$ (58) и $\Xi^{*-} \rightarrow \Xi^- + \gamma$ (59) запрещены в приближении SU(3)-симметрии (сохранение U-спина). В скобках приводятся значения ширин этих распадов, полученные в модели Липкина [41] для нарушения SU(3) (см. (60), (61)).

2. Во втором столбце (модель [45]) приводятся результаты расчётов радиационных ширин при нарушении унитарной симметрии умеренно сильными взаимодействиями. Феноменологические параметры модели определены из данных по магнитным моментам нуклонов, Λ -гиперонов, Σ -гиперонов, Ξ -гиперонов. Результаты расчётов нормированы по экспериментальной ширине $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p + \gamma)$. Нормировочный множитель составляет $\simeq 0,7$.

3. Модели мешков:

а) в работе [37] рассмотрены только радиационные распады гиперонов, принадлежащих к $56_{SU(6)}^+$ -мультиплету (с орбитальным моментом $L=0$); приводятся два значения ширин для разных параметров модели;

б) в работе [35] два значения распадных ширин для $\Lambda(1405)$ -гиперона отвечают двум решениям для волновых функций: $\Lambda_1(\frac{1}{2}^-)$ с массой 1364 МэВ и $\Lambda_2(\frac{1}{2}^-)$ с массой 1446. Состояние $\Lambda_1(\frac{1}{2}^-)$ характеризуется большим вкладом SU(3)-октетов по сравнению с $\Lambda_2(\frac{1}{2}^-)$. В соответствующем столбце в скобках приведены также ожидаемые радиационные ширины, полученные в предположении, что $\Lambda(1405)$ является чистым синглетом по SU(3). Для $\Lambda(1520)$ приводятся два значения радиационных ширин: одно получено для волновой функции $\Lambda(\frac{3}{2}^-)$, характеризующейся слишком малой массой (1257 МэВ), а второе – в предположении о том, что $\Lambda(1520)$ является синглетом по SU(3).

4. NRQM – нерелятивистская кварковая модель Изгура-Карла. В расчетах [35] использовались два варианта модели, обозначенные как "SU(6)" и "uds". В случае "SU(6)" спин-ароматная часть волновой функции симметризовалась по всем трем кваркам (в пределах их одинаковой массы), а разность масс вводилась лишь в расчетах для радиационных переходов. В случае "uds" симметризация волновых функций проводилась только по u-, d-кваркам.

5. RQM – потенциальная кварковая модель с релятивистскими поправками [36]. Расчеты проводились как нерелятивистском приближении (NRA), так и с учетом этих поправок (RA).

6. В расчетах радиационных ширин использовались табличные значения масс всех гиперонов.

Результаты расчетов радиационных ширин в нескольких теоретических моделях представлены в таблице 3, где суммируются также и существующие экспериментальные данные, обсуждавшиеся ранее (разделы 2.2-2.4). Следует сделать несколько общих замечаний к этой таблице.

3.3.1. Все теоретические модели сталкиваются с определенными трудностями при описании массовых спектров и кварковой структуры барионных состояний. Например, в нерелятивистской кварковой модели Изгура-Карла (NRQM) состояния

$\Lambda(1405)$ ($J^P = 1/2^-$) и $\Lambda(1520)$ ($J^P = 3/2^-$) оказываются почти вырожденными по массе. Для снятия этого вырождения надо включать в гамильтониан спин-орбитальное взаимодействие, которое считалось малым и не вводилось при описании массовых спектров N^* - и Δ^* -изобар. В модели мешков MIT [35] с волновыми функциями, полученными в [39], для состояния $\Lambda(J^P = 1/2^-)$ найдено два решения: $\Lambda_1(1/2^-)$ с массой 1364 МэВ и $\Lambda_2(1/2^-)$ с массой 1446 МэВ, каждое из которых может быть сопоставлено с $\Lambda(1405)$ -гипероном (см. таблицу 3). Волновые функции этих двух состояний существенно отличаются по кварковой композиции и приводят к разным предсказаниям для ширин радиационных распадов $\Lambda(1405)$ -гиперона. В то же время для $\Lambda(1520)$ -гиперона (с $J^P = 3/2^-$) получается решение с очень малой массой ($\Lambda(3/2^-)$ с $M=1257$ МэВ). Поэтому в [35] для $\Lambda(1520)$ рассмотрено еще второе решение $\Lambda(^2[1], 3/2^-)$, являющееся чистым синглетом по $SU(3)$. В модели киральных мешков [38] для $\Lambda(1/2^-)$ (т.е. $\Lambda(1405)$) и $\Lambda(3/2^-)$ (т.е. $\Lambda(1520)$) получены решения, вырожденные по массе, – с массами 1539 и 1534 МэВ. Для того чтобы скорректировать предсказание для массы $\Lambda(1405)$ -гиперона, по-видимому, надо учесть поправки, связанные с взаимодействием с $\pi\Sigma$ - и $\bar{K}N$ -каналами. Как отмечалось в [35] и [38], абсолютные значения предсказанных радиационных ширин в моделях мешков не следует рассматривать слишком серьезно, и более надежными являются отношения соответствующих вероятностей для различных распадных каналов. Во всяком случае в [35] и [37] получены заниженные значения известных радиационных ширин $\Gamma(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma)$ и $\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p + \gamma)$.

3.3.2. Результаты расчетов радиационных ширин, проводившихся в потенциальной кварковой модели с релятивистскими поправками RQM [36], как в нерелятивистском пределе (NRA), так и с учетом этих поправок (RA) в ряде случаев заметно отличаются от оценок ширин, полученных в модели Изгура-Карла (NRQM).

3.3.3. Данные таблицы 3 показывают, что если для радиационных распадов гиперонов, принадлежащих к $56_{SU(6)}^+$ -супермультиплету (т.е. для основных состояний с орбитальным моментом $L=0$), предсказания различных моделей не слишком сильно расходятся друг с другом, то для гиперонов, принадлежащих к $70_{SU(6)}^-$ -супермультиплету с $L=1$ ($\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гипероны), предсказание разных моделей различаются в 10-25 раз. Это связано с различиями в композиции волновых функций гиперонных состояний. Для $56_{SU(6)}^+$ -гиперонов их волновые функции носят сравнительно простой характер, и эффекты смешивания $SU(3)$ мультиплетов невелики (см. таблицу 2). В то же время для $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов (барионы с $L=1$) эффекты смешивания $^2[1]_{SU(3)}$ -, $^2[8]_{SU(3)}$ - и $^4[8]_{SU(3)}$ -мультиплетов оказываются очень значительными и сильно различаются в разных моделях. Этот вопрос подробно изучался в [38]. В таблицах 4 и 5 приведены композиции волновых функций $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов в нескольких моделях, а также данные о радиационных распадах из определенных $SU(3)$ -состояний. Из этих таблиц следует, что если в нерелятивистской кварковой модели $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гипероны являются в основном синглетными состояниями (вклад $^2[1]_{SU(3)}$ -компоненты в их волновые функции оказывается определяющим), то в моделях мешков в волновых функциях

этих гиперонов очень существенную роль играет ${}^2[8]_{SU(3)}$ -компонента, что сильно сказывается на вероятностях их радиационных распадов.

Различия в волновых функциях в моделях [35], [39] и в киральной модели [38] обусловлены учетом одноглюонного обмена в [38]. Малая величина вероятности распада $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 \gamma$ в [38] связана с деструктивной интерференцией близких по величине амплитуд распада в ${}^2[1]_{SU(3)}$ - и ${}^2[8]_{SU(3)}$ -компонентах $|\Lambda(1405)\rangle$.

Существующих сейчас экспериментальных данных не достаточно для проверки различных теоретических моделей и для их дальнейшего развития. Тщательные исследования радиационных распадов $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов очень важны для выяснения этой ситуации. Вместе с тем изучение степени нарушения $SU(3)$ в распадах Σ^{*-} - и Ξ^{*-} -гиперонов также является очень интересным. Возможно, что влияние E2-переходов и пионных поправок может сказаться на этих процессах, подавленных из-за $SU(3)$. Таким образом, новые данные о радиационных распадах гиперонов представляются необходимыми для выяснения структуры этих адронных состояний и механизмов электромагнитных переходов.

Таблица 4. Предсказания различных моделей для смешивания $SU(3)$ -мультиплетов в волновой функции $\Lambda(1405)$ -гиперона, для массы и для радиационных ширин этого состояния

Модель	M (МэВ)	Вклад $SU(3)$ -компонент в волновую функцию (в %)			$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda \gamma]$ (кэВ)	$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 \gamma]$ (кэВ)
		${}^2[1]_{SU(3)}$	${}^2[8]_{SU(3)}$	${}^4[8]_{SU(3)}$		
NRQM [29], [34]	1490	81,0%	18,6	0,4%	143	91
MIT BAG [35], [39]	1346	15,2%	77,3%	6,5%	60	18
CHIRAL BAG [38]	1539	50,9%	41,0%	0.1%	75	2,4

Примечание:

- 1) NRQM – нерелятивистская кварковая модель Изгура-Карла [29, 34].
- 2) MIT BAG – модель мешков с волновыми функциями, определенными в [39].
- 3) CHIRAL BAG – киральная модель мешков [38].
- 4) При расчете радиационных ширин масса $M[\Lambda(1405)]$ определялась из экспериментальных данных [6].

Таблица 5. Предсказания для радиационных ширин распадов $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов в киральной модели мешков [38] в предположении о том, что эти гипероны являются чистыми состояниями по $SU(3)$ (без смешивания), принадлежащими к одному из следующих мультиплетов: ${}^2[\underline{1}]_{SU(3)}$, ${}^2[\underline{8}]_{SU(3)}$, ${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$. Структура волновых функций гиперонов в киральной модели мешков.

Ширины распадов (кэВ)	${}^2[\underline{1}]_{SU(3)}$	${}^2[\underline{8}]_{SU(3)}$	${}^4[\underline{8}]_{SU(3)}$	Структура волновых функций гиперонов в киральной модели мешков [38]
$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma]$	42,3	32,7	0,15	$ \Lambda(1405)\rangle = -0,77 {}^2\underline{1}P_M 1/2^-\rangle + 0,03 {}^4\underline{8}P_M 1/2^-\rangle + 0,64 {}^2\underline{8}P_M 1/2^-\rangle$
$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma]$	97,5	91,2	0,03	
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda\gamma]$	24,4	23,0	20,6	$ \Lambda(1520)\rangle = -0,95 {}^2\underline{1}P_M 3/2^-\rangle - 0,09 {}^4\underline{8}P_M 3/2^-\rangle + 0,29 {}^2\underline{8}P_M 3/2^-\rangle$
$\Gamma[\Lambda(1520) \rightarrow \Sigma^0\gamma]$	90,8	92,7	58,2	

Примечание: для волновых функций обозначения такие же, как и в таблице 2.

3.4. Теоретический анализ данных по радиационным переходам в (K^-p) -мезоатомах и свойства $\Lambda(1405)$ -гиперона

Радиационные распады с квантовыми числами $[\frac{1}{2}^-] \rightarrow [\frac{1}{2}^+] + \gamma$, например

$$\Lambda(1405) \rightarrow Y^0 + \gamma, \quad (66)$$

или $[\frac{3}{2}^-] \rightarrow [\frac{1}{2}^+] + \gamma$, например

$$\Lambda(1520) \rightarrow Y^0 + \gamma, \quad (67)$$

(где $Y^0 = \Lambda; \Sigma^0$) в низшем приближении являются дипольными электрическими переходами. Их радиационные ширины имеют вид [13]

$$\Gamma[Y^{*0} \rightarrow Y^0 + \gamma] = k(Y^*Y)^2 \cdot \frac{\alpha}{M_p^2} \cdot P_\gamma^3, \quad (68)$$

близкий к (31) или (50). Здесь $k(Y^*Y)$ – это безразмерный момент соответствующего электрического дипольного перехода, а P_γ – импульс распадного фотона в системе покоя Y^{*0} .

Как уже говорилось выше в разделе 2, данные для радиационных распадов $\Lambda(1520)$ -гиперона, лежащего выше порога K^-p -взаимодействия (рис. 2), могут быть получены при анализе процессов резонансного образования этого состояния в K^-p -реакциях (например, в реакции (6)), где реализуются достаточно хорошие фоновые условия для выделения таких электромагнитных процессов. В то же время этот путь не может быть использован для изучения радиационных распадов

⁴В принципе возможны также дипольные электрические распады $\Lambda(1405)$ и $\Lambda(1520)$ с испусканием $\Sigma^*(1385) [\frac{3}{2}^+]$. Однако соответствующие экспериментальные данные пока отсутствуют.

$\Lambda(1405)$ -гиперона, так как его масса лежит ниже порога K^-p -реакции. Однако, как мы уже видели, процессы K^- -захвата, происходящие в (K^-p) -атомах (см. (9)-(14)), во многом определяются свойствами $\Lambda(1405)$ -гиперона, являющегося подпороговым состоянием для K^-p -системы. Экспериментальная информация об этих процессах и, в первую очередь, данные о вероятностях радиационных переходов (15) и (16) были использованы в ряде работ для определения вероятности радиационных распадов $\Lambda(1405)$ -гиперона (17) и (18). К сожалению, теоретический анализ, необходимый для получения ширин этих радиационных распадов является модельно-зависимым, и результаты различных работ не слишком хорошо согласуются между собой. Рассмотрим здесь теоретическую интерпретацию данных по (K^-p) -атомам более подробно.

Расчеты для процессов в K^-p -мезоатомах проводились в двух основных направлениях (см. обзор [12]):

а) Использовалась полюсная изобарная модель, в которой предполагалось, что основной вклад в радиационные переходы (13) и (14) вносит диаграмма (а) на рис.14, обусловленная влиянием $\Lambda(1405)$ -гиперона. Диаграмма (б) на этом рисунке представляет собой сумму ряда других полюсных диаграмм, которые также учитывались в расчетах [9, 49], хотя вклад полюсного члена для $\Lambda(1405)$, является наиболее существенным. В этих расчетах вероятности радиационного K^- -захвата $R_{\Lambda\gamma}$ и $R_{\Sigma^0\gamma}$ (см. (15), (16)) выражались в виде зависимостей от переходных моментов $k[\Lambda(1405)\Lambda]$ и $k[\Lambda(1405)\Sigma^0]$ (рис.15). Сравнение этих зависимостей с экспериментальными величинами $R_{\Lambda\gamma}$ и $R_{\Sigma^0\gamma}$ позволяет определить величину соответствующих переходных моментов и радиационных ширин для $\Lambda(1405)$ -гиперона (см. (68)). Решение обычно оказывается двухзначным (в зависимости от предположений о конструктивной или деструктивной интерференции диаграммы рис.14а с остальными диаграммами).

б) Анализ процессов в (K^-p) -мезоатоме проводился на кварковом уровне, в рамках модели Изгура-Карла, с учетом обменных кварковых диаграмм, показанных на рис.16. Основной вывод, полученный в [50], сводится к тому, что вклад полюсных диаграмм рис.14б, отличных от $\Lambda(1405)$ -полюсной диаграммы (а), в прежних расчетах был сильно завышен (так как не учитывалась значительная виртуальность этих полюсных диаграмм). Учет диаграмм кваркового обмена оказывается существенным. Результаты расчетов в модели Изгура-Карла для (K^-p) -мезоатомов и их сравнение с экспериментом представлены в таблице 6, из которой видно, что расчетные значения вероятностей $R_{\Lambda\gamma}$ и $R_{\Sigma^0\gamma}$ значительно превышают экспериментальные данные. По-видимому, это связано со слишком большими значениями ширин $\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma]$ и $\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma]$, полученными в расчетах по модели Изгура-Карла (см. таблицы 3, 4 и [34]). В таблице 6 приводятся также результаты расчетов $R_{\Lambda\gamma}$ и $R_{\Sigma^0\gamma}$ в модели "cloudy-bag" [38], которые неплохо согласуются с опытом.

Преимуществом расчетов в изобарной модели является возможность непосредственного определения величины переходных моментов $k[\Lambda(1405), Y^0]$ и радиационных ширин для распадов (17) и (18) из экспериментальных данных по $R_{\Lambda\gamma}$ и

$R_{\Sigma^0\gamma}$ – см. рис. 15. В работе [13], где были получены эти графики, использовался усовершенствованный вариант изобарной полюсной модели, в котором для более правильного учета вклада дополнительных диаграмм на рис.14б проводилось одновременное описание всех процессов K^- -захвата в K^-p -атоме (9)-(14). При этом оказалось, что эффективные значения констант взаимодействий для вершин дополнительных диаграмм должны быть существенно уменьшены для учета сравнительно большой виртуальности соответствующих полюсов. Определенные из данных рис.15 значения переходных моментов приводятся ниже:

$$k[\Lambda(1405)\Lambda] = -0,39 \pm 0,05 \quad \text{или} \quad -0,02 \pm 0,02 \quad (69)$$

(второе решение очень мало и его не рассматривают);

$$k[\Lambda(1405)\Sigma^0] = -0,39 \pm 0,05 \quad \text{или} \quad 0,61 \pm 0,04. \quad (70)$$

Отсюда и из (68) получены значения радиационных ширин $\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma]$ и $\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma]$, представленные в таблице 3 и в (19), (20). Следует отметить, что эти значения, конечно, являются модельно-зависимыми. Таким образом, исследование радиационных захватов в K^-p -атомах не снимает необходимости использования других методов – в частности, прямых поисков распадов (17), (18). Обсуждение этого вопроса будет продолжено в следующем разделе.

Значения радиационных ширин $\Lambda(1405)$ -гиперона (19), (20) лежат существенно ниже предсказаний нерелятивистской кварковой модели Изгура-Карла и не слишком хорошо согласуются с величинами, полученными в моделях мешков. Несмотря на то что и экспериментальная и теоретическая ситуация здесь еще остаются неясными, отмеченные выше противоречия вновь выдвинули вопрос о возможной экзотической природе $\Lambda(1405)$ -гиперона, которая уже неоднократно обсуждалась в литературе (см., например, [6], [27], [52-54]). Приводились аргументы в пользу интерпретации $\Lambda(1405)$, как связанного K^-p -состояния. Отмечалось, в частности, что форма $\Lambda(1405)$ -резонанса плохо описывается формулой Брейта-Вигнера [6,54].

Поэтому в [35] оценивались радиационные распады $\Lambda(1405)$ в модели экзотического $q^4\bar{q}$ -состояния и было показано, что в этом случае радиационные ширины очень малы. В [55] (см. также [12] и [40]) показано, однако, что примесь $q^4\bar{q}$ -компоненты в волновой функции $\Lambda(1405)$ -гиперонов приводит к значительному увеличению вероятности радиационных распадов по $\Sigma^0\gamma$ -каналу (см. таблицу 7). Вопрос о возможной экзотической природе $\Lambda(1405)$ -гиперона, безусловно, является очень интересным и требует дальнейшего изучения.

Рис. 14. Диаграммы, описывающие радиационный K^- -захват $(K^-p)_{атом} \rightarrow \Lambda\gamma; \Sigma^0\gamma$: а) – диаграмма с виртуальным $\Lambda(1405)$ состоянием; б) – сумма всех остальных процессов.

Рис. 15. Зависимость вероятностей радиационного захвата в $(K^-p)_{атом}$ $R_{\Lambda\gamma}$ и $R_{\Sigma^0\gamma}$ от величины переходных моментов для $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma$ [$k[\Lambda(1405), \Lambda]$ и $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma$ ($k[\Lambda(1405), \Sigma^0]$) в полюсной модели с уменьшенными значениями эффективных констант взаимодействия (учет виртуальности полюсов) [13].

Рис. 16. Диаграмма кваркового обмена в процессе K^- -захвата: $(K^-p)_{атом} \rightarrow \Sigma + \pi$.

Таблица 6. Сравнение экспериментальных данных по радиационному K^- -захвату в K^-p -атомах с теоретическими расчетами

	Эксперимент [11] (см. (15) и (16))	Модель Изгура-Карла [50]	Модель "cloudy-bag" [38]
$R_{\Lambda\gamma}$	$(0,86 \pm 0,07_{-0,08}^{+0,10}) \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
$R_{\Sigma^0\gamma}$	$(1,44 \pm 0,20_{-0,10}^{+0,12}) \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$

Таблица 7. Предсказания для радиационных ширин $\Lambda(1405)$ -гиперона в моделях с экзотической природой этого состояния

Структура	Библиогр.	$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda\gamma]$ (кэВ)	$\Gamma[\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0\gamma]$ (кэВ)
$q^4\bar{q}$	[35]	-	0.8
$q^3 + q^4\bar{q}$	[55]	20	325
$q^3 - q^4\bar{q}$	[55]	66	325

4. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

Дальнейший прогресс в изучении электромагнитных свойств гиперонов и их радиационных распадов сдерживается недостатком экспериментальных данных. По сути дела только для одного распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ в настоящее время имеется достаточно определенная и непротиворечивая экспериментальная информация. Поэтому новые опыты по исследованию радиационных распадов гиперонов крайне необходимы для изучения структуры этих адронов. Рассмотрим некоторые ближайшие перспективы таких исследований.

4.1. Процессы образования гиперонных резонансов в кулоновском поле тяжелых ядер в опытах на гиперонных пучках высоких энергий

Как уже отмечалось выше, образование гиперонных резонансов в кулоновском поле тяжелых ядер является весьма многообещающим методом измерения их радиационных ширин. Возможности таких опытов многократно обсуждались в литературе [24], [25], [40]-[42], [46], [56]-[58]. Создание уникального пучка заряженных гиперонов с энергией до 650 ГэВ и с высокой интенсивностью на Тэватроне ФНАЛ впервые сделало такие эксперименты вполне реальными.

Для осуществления широкой программы исследований на новом гиперонном пучке международной коллаборацией, включающей в себя ученых из США, России, Бразилии, Германии, Израиля, Италии и Китая, создается экспериментальная

установка SELEX, предназначенная для изучения странноочарованных барионов и процессов образования и распада очарованных частиц, для поисков экзотических адронов с очарованными и (или) странными кварками, для измерения электромагнитных формфакторов, переходных формфакторов и поляризуемости адронов, редких распадов гиперонов и для других опытов (эксперимент E781 ФНАЛ [59]).

Установка SELEX включает в себя трехступенчатый магнитный спектрометр с пропорциональными и дрейфовыми камерами, вершинный детектор с микростриповыми кремниевыми станциями, дополнительные микростриповые детекторы в области пучка, фотонные спектрометры, детектор нейтронов, черенковский многочастичный спектрометр типа RICH и детекторы переходного излучения (TRD) для идентификации частиц, триггерные счетчики и годоскопы.

Анализ возможностей использования установки SELEX для исследования реакций образования гиперонных резонансов в реакциях в кулоновском поле ядер

$$\Sigma^- + (Z, A) \rightarrow \Sigma^*(1385)^- + (Z, A), \quad (71)$$

$$\Sigma^+ + (Z, A) \rightarrow \Sigma^*(1385)^+ + (Z, A), \quad (72)$$

$$\Xi^- + (Z, A) \rightarrow \Xi^*(1530)^- + (Z, A) \quad (73)$$

и для определения радиационных ширин $\Sigma^{*\pm}$ - и Ξ^{*-} -резонансов по измерению сечений этих реакций содержится в [60]. Для более точного определения отношения ширин $R = \Gamma[\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma] / \Gamma[\Sigma^*(1385)^+ \rightarrow \Sigma^+ + \gamma]$ кроме реакции (72) было предложено использовать реакцию

$$\overline{\Sigma}^+ + (Z, A) \rightarrow \overline{\Sigma}^*(1385)^+ + (Z, A), \quad (74)$$

т.е. провести измерения на примеси отрицательно-заряженных $\overline{\Sigma}^+$ -гиперонов, в пучке Σ^- - и Ξ^- -гиперонов. Это позволит измерить все три радиационные ширины одновременно, в одной экспозиции, в близких фоновых условиях и может существенно уменьшить систематические погрешности в определении отношения R. Такой опыт позволит получить информацию о степени нарушения SU(3)-симметрии в распаде $\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma$ в наиболее чистых условиях.

Оценки возможностей эксперимента E781 в измерении радиационных ширин гиперонных распадов содержатся в таблице 8 (см. [60]). Из этой таблицы видно, что прецизионное измерение ширин $\Gamma[\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma]$ и $\Gamma[\overline{\Sigma}^*(1385)^+ \rightarrow \overline{\Sigma}^+ + \gamma]$ может быть проведено за время порядка двух-трех недель. Измерение ширины распада $\Gamma[\Xi^*(1530)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma]$ потребует более длительной экспозиции (может быть в течение всего сеанса). Фоновые условия для проведения этих измерений также представляются достаточно благоприятными (более подробно см. [60]).

Высокая светосила эксперимента E781 открывает также возможности изучения радиационных распадов более тяжелых гиперонных резонансов. Мы рассмотрим только один пример, связанный с $\Xi^*(1820)^-$ -гипероном, который хорошо иллюстрирует эти возможности. $\Xi^*(1820)$ -гиперон с квантовыми числами $J^P = 3/2^-$ принадлежит к SU(3)-октету, входящему в состав супермультиплетта $[70]_{SU(6)}^-$ (см. [6]). Это

состояние весьма удобно для регистрации на установке SELEX из-за его малой ширины ($\Gamma=24\pm 6$ МэВ) и большой вероятности распада $\Xi(1820)^- \rightarrow \Lambda K^-$, который, по-видимому, является основным и имеет вероятность порядка 30% или больше.

Радиационный распад

$$\Xi^*(1820)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma \quad (75)$$

характеризуется квантовыми числами $[\frac{3}{2}^-] \rightarrow [\frac{1}{2}^+] + \gamma$ и является электрическим дипольным переходом. Его радиационная ширина имеет вид (68). Так как оба гиперонных состояния $\Xi^*(1820)^-$ и Ξ^- принадлежат к дублетам по U -спину, радиационный распад (75) разрешен по $SU(3)$, и его амплитуда может быть достаточно велика.

Ожидаемая эффективность регистрации распада $\Xi^*(1820) \rightarrow \Lambda K^-$ близка к эффективности регистрации $\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, а его $BR \simeq 0,3 \cdot 0,64 \simeq 0,2$ близко к соответствующему BR для $\Xi^-(1530)$ -гиперона (см. таблицу 8). Отсюда следует, что

$$[BR \cdot \epsilon]_{\Xi^*(1820)} \simeq 8[BR \cdot \epsilon]_{\Xi^*(1530)}. \quad (76)$$

Радиационные ширины $\Xi^*(1530)^-$ и $\Xi^*(1820)$ -гиперонов имеют вид

$$\Gamma(Y^* \rightarrow Y + \gamma) = |A(Y^* \rightarrow Y + \gamma)|^2 \cdot P_\gamma^3 = |A(Y^* \rightarrow Y + \gamma)|^2 \frac{[M(Y^*)^2 - M(Y)^2]^3}{8M(Y^*)^3}, \quad (77)$$

где $A(Y^* \rightarrow Y + \gamma)$ – амплитуда распада, а P_γ – импульс фотона в системе покоя распадающегося гиперона (см. (50) и (68)).

Из выражений для сечения кулоновского образования (22) и из (77) можно получить

$$\begin{aligned} \sigma[Y + (Z, A) \rightarrow Y^* + (Z, A)]_{\text{Coulomb}} &\simeq \text{const} \frac{M(Y^*)^3}{[M(Y^*)^2 - M(Y)^2]^3} \cdot \Gamma(Y^* \rightarrow Y + \gamma) \simeq \\ &\simeq \text{const} |A(Y^* \rightarrow Y + \gamma)|^2 \end{aligned} \quad (78)$$

(в предположении, что E_Y велико и $\ln \frac{q_{max}^2}{q_{min}^2} \simeq \text{const}$). Таким образом, для достаточно высоких энергий сечение кулоновского процесса уже не зависит от кинематического фактора и определяется амплитудой соответствующего радиационного распада. Тогда

$$\frac{\sigma[\Xi^*(1820)]_{\text{Coulomb}}}{\sigma[\Xi^*(1530)]_{\text{Coulomb}}} \simeq \left| \frac{A[\Xi^*(1820)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma]}{A[\Xi^*(1530)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma]} \right|^2 = P, \quad (79)$$

где P может быть очень большим фактором ($\gtrsim 10 - 50$), так как радиационный распад $\Xi^*(1820)^- \rightarrow \Xi^- + \gamma$ не запрещен сохранением U -спина. Ожидаемая статистика для процесса кулоновского образования $\Xi^*(1820)^-$ -гиперонов в реакции $\Xi^- + (Pb) \rightarrow \Xi^*(1820)^- + (Pb)$ может быть оценена с учетом (76) и (79) как

$$N[\Xi^*(1820)^-]_{\text{Coulomb}} = N[\Xi^*(1530)^-]_{\text{Coulomb}} \cdot 8 \cdot P \gtrsim 1 \cdot 10^3 \text{ событий/неделя.} \quad (80)$$

Таблица 8. Ожидаемая статистика событий кулоновского образования гиперонных резонансов в эксперименте E781 на гиперонном пучке Тэватрона ФНАЛ [60]

Реакция	$\Gamma(Y^* \rightarrow Y\gamma)$ (кэВ)	Сечение реакции $\sigma(Pb)$ (мкб)	Потоки гиперонов (c^{-1})	BR	ϵ	Число соб./неделя
$\Sigma^- + (Pb) \rightarrow \Sigma^*(1385)^- + (Pb),$ $\hookrightarrow \Lambda\pi^-$ $\hookrightarrow p\pi^-$	2,3 U_{forbid}	410	$0,9 \cdot 10^6 \Sigma^-$	$0,88 \cdot 0,64 =$ $= 0,56$	0,135	$2,1 \cdot 10^4$
$\bar{\Sigma}^+ + (Pb) \rightarrow \bar{\Sigma}^*(1385)^+ + (Pb),$ $\hookrightarrow \bar{\Lambda}\pi^-$ $\hookrightarrow \bar{p}\pi^-$	110 U_{allowed}	$1,9 \cdot 10^4$	$0,4 \cdot 10^3 \bar{\Sigma}^+$	0,56	0,135	450
$\Xi^- + (Pb) \rightarrow \Xi^*(1530)^- + (Pb),$ $\hookrightarrow \Xi\pi^0$ $\hookrightarrow \Lambda\pi^-$ $\hookrightarrow p\pi^-$	2,7 U_{forbid}	310	$1 \cdot 10^4 \Xi^-$	$0,33 \cdot 0,64 =$ $= 0,21$	0,015	8

Примечания к таблице 8:

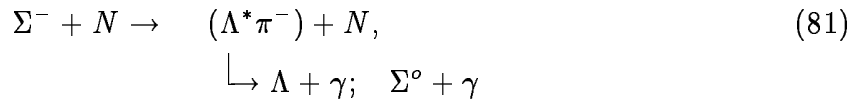
1. Значения ширины $\Gamma(Y^* \rightarrow Y + \gamma)$ выбраны на основании теоретических расчетов, представленных в таблице 3.
2. Предполагается, что толщина свинцовой мишени в этих измерениях будет составлять $3,5 \text{ г/см}^2$, т.е. 10^{22} ядер Pb/см².
3. Эффективная продолжительность недели измерений на ускорителе (с учетом скважности и потерь времени) оценивается в $7,5 \cdot 10^4$ с. Одна экспозиция E781 будет иметь длительность ~ 14 недель. Предполагается иметь 3÷4 такие измерительные экспозиции.
4. BR — произведение брэнчингов всех вторичных распадов, определяющих вероятность регистрации процесса (например $BR[\Sigma^*(1385)] = BR[\Sigma^*(1385)^- \rightarrow \Lambda\pi^-] \cdot Br[\Lambda \rightarrow p\pi^-] = 0,88 \cdot 0,64 = 0,56$).
5. Эффективность регистрации процесса ϵ определяется в основном вероятностью распада соответствующих частиц на распадную базу установки, составляющей ~ 9 м. Для $\Xi^*(1530)^- \rightarrow \Xi^-\pi^0$; $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$; $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ из-за каскадного характера распада, а также из-за необходимости регистрации не только заряженных частиц, но и π^0 -мезона ($\epsilon(\pi^0) \simeq 0,5$) полная эффективность очень мала и составляет 1,5%. Все детали рассмотрены в [60].

Таким образом, исследования кулоновского образования гиперонных резонансов в эксперименте E781 на гиперонном пучке ФНАЛ могут дать в ближайшие годы очень ценную информацию о радиационных распадах ряда адронных состояний, как разрешенных в SU(3) приближений, так и идущих за счет механизма нарушения этой симметрии.

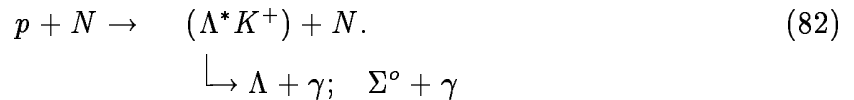
4.2. Прямые поиски радиационных распадов $\Lambda(1520)$ - и $\Lambda(1405)$ -гиперонов

Данные о радиационных распадах $\Lambda(1405)$ - и $\Lambda(1520)$ -гиперонов также могли бы быть получены при исследовании процессов их кулоновского образования в пучке нейтральных Λ -гиперонов или в пучке "меченых" Λ -гиперонов от $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi$ -распада. Однако эти опыты достаточно трудны, так как качество нейтральных гиперонных пучков много хуже, чем заряженных. С другой стороны, представляется достаточно интересным провести прямые поиски распадов $\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda + \gamma$ и $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda + \gamma$ в реакциях их образования. Следует отметить, что оба эти гиперонных резонанса являются довольно узкими. Кроме того, распады типа $\Lambda^* \rightarrow \Lambda + (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ запрещены по изоспину, что снижает фон от соответствующих процессов с "потерянными" фотонами. Источником фона могут являться распады $\Lambda^* \rightarrow \Sigma^0 + (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) + (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$ с тремя потерянными фотонами, но такой фон будет мал. Для радиационных распадов типа $\Lambda^* \rightarrow \Sigma^0 + \gamma$ ситуация менее благоприятная, так как для их выделения необходимо подавить фон распадов $\Lambda^* \rightarrow \Sigma^0 + (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ с одним потерянным фотоном.

В качестве источника $\Lambda(1520)$ -гиперонов может быть использована резонансная реакция образования этих частиц в K^-p -взаимодействиях, аналогично тому, как это делалось в опытах [9] и [10]. Предложение будущих опытов этого типа обсуждается, например, в [40]. Для $\Lambda(1405)$ -гиперонов, лежащих ниже порога для K^-p -системы, такие реакции невозможны. Однако поиски радиационных распадов $\Lambda(1520)$ - и $\Lambda(1405)$ -гиперонов можно проводить в процессах дифракционного образования при высоких энергиях – например в реакциях



(гиперонный эксперимент E781) или



Последняя реакция может быть исследована в экспериментах на установке СФИНКС на 70-ГэВ протонном пучке ускорителя ИФВЭ [61]. Возможности таких прямых поисков $\Lambda^* \rightarrow \Lambda + \gamma$; $\Sigma^0 + \gamma$ распадов, а также исследования характеристик и формы $\Lambda(1405)$ -пики в процессе



при анализе спектра масс $\Sigma^0\pi^0$ -системы с $T=0$, свободной от фона Σ^* -состояний, сейчас изучаются.

Другой метод выделения радиационных процессов для низколежащих гиперонных резонансов был предложен сотрудничеством CLAS для экспериментов на сверхточном электронном ускорителе CEBAF. Он сводится к исследованию реакции $e^- + p \rightarrow e^- + K^+ + \Lambda$, где характеристики виртуального фотона меняются так, что $(\Lambda\gamma_\nu)$ -система может близко подходить, например, к $\Lambda(1405)$ -резонансу. Из таких измерений могут быть определены радиационные ширины Λ^* -гиперонов.

Обсуждаются также возможности изучения переходных электромагнитных формфакторов гиперонов в процессах типа $\Sigma^- + e^- \rightarrow \Sigma^*(1385)^- + e^-$ при высоких энергиях [46], [56], [36].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Есть все основания надеяться, что в ближайшие годы будет получено много новой информации об электромагнитных свойствах гиперонов, необходимой для дальнейшего изучения структуры этих барионных состояний.

В заключение я хочу поблагодарить С.С.Герштейна, П.Купера, Г.Липкина, А.А.Лиходеда, М.Моинстера, В.В.Молчанова, Д.Расса и Н.К.Терентьева за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] С.И.Битюков и др.//ЯФ, 1988, т.47, с.1258.
- [2] P.Weidenauer et al.//Z. Phys., 1990, v.476, p.353.
- [3] D.Alde et al.//Phys. Lett., 1994, v. 340B, p. 122.
- [4] L.G.Landsberg//Phys. Reports, 1985, v.128C, p.301;
Л.Г.Ландсберг//УФН, 1992, т.162, с.3.
- [5] M.Zielinski//Acta Phys. Pol.. 1987, v.18B, p.455.
- [6] L.Montanet et al. (PDG)//Phys. ReV., 1994, v.D50, p. 1173.
- [7] V.D.Burkert//Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 1991, v. 21, p. 323; p. 287;
V.D.Burkert//Intern. Journ. of Modern. Phys., 1992, v.1E, p.421.
- [8] J.Lach, P.Zenczykowski//Preprint Fermilab-PUB-95-040, Batavia, 1995; Int. Journ. of Mod. Phys. A (in press).
- [9] T.S.Mast et al.//Phys. Rev. Lett., 1968, v.21, p.1715.

- [10] R.Bertini et al. // Contribution NM 18 of Heidelberg-Saclay-Strasbourg Collaboration in PANIC (Particles and Nuclei 10th International Conference), 1984, Heidelberg (see also R.Bertini // Nucl.Phys. 1987, v.279B, p.49).
- [11] D.A.Whitehouse et al. // Phys.Rev. Lett., 1989, v.63, p.1352.
- [12] J.Love // Nuov.Cim., 1989, v.102A, p.167. (Intern. Sympos. on Hypernuclear and Low-Energy Kaon Phys., 12-16 Sept. 1988, Padua.)
- [13] H.Burkhardt, J.Lowe // Phys.Rev., 1991, v.44C, p.607.
- [14] H.Primakoff // Phys.Rev., 1951, v.81, p.899.
- [15] I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevitch // Nucl.Phys., 1961, v.23, p.452.
- [16] A.Halpern et al. // Phys.Rev., 1966, v.152, p.1295;
J.Dreitlein, H.Primakoff // Phys.Rev., 1962, v.125, p.1671.
- [17] G.Fäldt et al. // Nucl.Phys., 1972, v.41B, p.125; v.43B, p.591.
- [18] T.Jansen et al. // Phys.Rev., 1983, v.27D, p.26.
- [19] H.Frauenfelder, E.M.Henley // Subatomic Physics. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1974, с.161-162 (перевод Г.Фраунфельдер, Э.Хенли. Субатомная физика. — М., Мир, 1979) .
- [20] J.Huston et al. // Phys.Rev., 1986, v.33D, p.3199.
- [21] S.Cihangir et al. // Phys.Lett., 1982, v.117B, p.119; *ibid.* p.123;
- [22] S.Cihangir et al. // Phys.Rev.Lett., 1983, v.51, p.1.
- [23] B.Collick et al. // Phys.Rev.Lett., 1984, v.53, p.2374.
- [24] F.Dydak et al. // Nucl.Phys., 1977, v.119B, p.1.
- [25] P.C.Peterson et al. // Phys.Rev.Lett., 1986, v.57, p.949.
- [26] R.H.Dalitz. — In: Proc. of Conf. "Baryon Resonances-73". — Purdue University, 1973, p. 393;
R.H.Dalitz. — In: High Energy Physics (Lectures at Les Houches Summer School of Theor. Phys., 1965 (ed. C.De Witt and M.Jacob), p.253;
R.H.Dalitz, D.G.Sutherland // Phys.Rev., 1966, v.146, p.1180.
- [27] A.J.G.Hey, R.L.Kelly // Phys. Reports, 1983, v.95, p.71.
- [28] F.E.Close. An Introduction to quarks and partons, 1979. Academic Press (перевод Ф.Клоуз Кварки и партоны. — М., Мир, 1982).

- [29] N.Isgur, G.Karl // Phys.Rev., 1978, v.18D, p.4187; ibid 1979, v.19D, p.2653; ibid 1979, v.20D, p.1191.
- [30] N.Isgur. — Proc. of XX Intern. Conf. on High Energy Physics, Madison. Wisconsin (ed. L.Durand, L.Pondrom, AIP NY 1981), p.30.
- [31] R.Koniuk, N.Isgur // Phys.Rev., 1980, v.21D, p.1868.
- [32] N.Isgur // Int. J. Mod. Phys., 1992, v.E1, p.465.
- [33] G.Karl//Ibid. p.491.
- [34] J.W.Darewych, M.Horbatsch, R.Koniuk // Phys.Rev., 1983, v.28D, p.1125.
- [35] E.Kaxiras, E.J.Moniz, M.Soyer // Phys.Rev., 1985, v.32D, p.695.
- [36] M.Warns, W.Pfeil and H.Rolnik // Phys.Lett., 1991, v.258B, p.431.
- [37] R.H.Hackman et al. // Phys.Rev., 1978, v.18D, p.2537.
- [38] Y.Umino, F.Myther // Phys.Rev., 1989, v.39D, p.3391;
Nucl.Phys., 1991, v.529A, p.713.
- [39] T.DeGrand, R.L.Jaffe.//Ann. of Phys., 1976, v.100, p.425;
T.De Grand // Ibid, 1976, v.101, p.496.
- [40] M.V.Hynes // LAMPF II Workshop report, 1982.
- [41] H.J.Lipkin // Phys.Rev., 1973, v.7D, p.946;
H.J.Lipkin, M.A.Moinester // Phys.Lett., 1992, v.287B, p.179.
- [42] А.В.Ваняшин, Ю.П.Никитин, А.А.Шаньгин // ЯФ, 1981, т.34, с.158.
- [43] B.L.Roberts et al. // Nuov.Cim., 1989, v.102A, p.145.
- [44] M.A.B.Beg et al. // Phys.Rev.Lett., 1964, v.13, p.514.
- [45] А.И.Ахиезер, М.П.Рекало. Электродинамика адронов. — Киев, Наукова думка, 1977;
А.И.Ахиезер, М.П.Рекало // Письма в ЖЭТФ, 1965, т.1, с.47.
- [46] С.С.Герштейн и др. — Препринты ИФВЭ 89-88; 89-217. — Серпухов, 1989.
- [47] J.Colas et al. // Nucl.Phys., 1975, v.91B, p.253.
- [48] E.Arik et al. // Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.1000.

- [49] H.Burkhardt et al. // Nucl.Phys., 1985, v.440A, p.653;
R.L.Workman, H.W.Fearing // Phys.Rev., 1971, v.3C, p.1785.
- [50] J.W.Darewych et al. // Phys.Rev., 1985, v.32D, p.1765.
- [51] Y.S.Zhong et al. // Phys.Lett., 1986, v.171B, p. 471;
Phys. Rev., 1988, v.38D, p.837.
- [52] R.H.Dalitz, S.F.Tuan // Ann. of Phys., 1960, v.10, p.307.
- [53] R.C.Barrett. // Nuovo.Cim., 1989, v.102A, p.179.
- [54] R.J.Hemingway // Nucl.Phys., 1985, v.253B, p.742.
- [55] Y.Umino, F.Myhrer // Contribution paper to the Excited Baryon Conference, Rensselaer Polytech. Institute, Troy, N.Y., August 1988 (см. [12]).
- [56] V.I.Garkusha et al. — Preprint IHEP 90-81, Protvino, 1990.
- [57] L.G.Landsberg. — Proc. of Reinfels Workshop on Hadron Mass Spectra, St. Goar, Germany, September 3-6, 1990 (Ed. E.Klempt, K.Peters);
Nucl.Phys. (Proc. Suppl.), 1991, v.211B, p.306.
- [58] M.Moinester. — Preprint TRI-PP-91-49, TAUP-1882-91, Tel-Aviv, 1991, Invited Talk at 4th Conf. on Intersections between Particle and Nucl. Phys. — May 24-29, 1991, Tucson, Arison.
- [59] R.Edelstein et al. // Fermilab Proposal E781, 1987 (revised July 1993); Workshops of E781 Collaboration, August 18-19, 1993 (Intern. Note E781 N 639) and July 31 - August 1, 1995.
- [60] L.G.Landsberg, V.V.Molchanov. — Preprint IHEP 96-9, Protvino, 1996.
- [61] Л.Г.Ландсберг // ЯФ, 1994, т.57, с.47; Вавилов Д.В. и др. (Сотрудничество СФИНКС) // ЯФ, 1994, т. 57, с. 241.

Рукопись поступила 14 февраля 1996 г.

Л.Г. Ландсберг
Радиационные распады гиперонных резонансов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .
Редактор М.Л.Фоломешкина. Технический редактор

Подписано к печати 15.02.96. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 5,8. Уч.-изд.л. 4,5. Тираж 240. Заказ 648. Индекс 3649.
ЛР №020498 06.04.92.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

— —

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 96-10, И Ф В Э, 1996
