

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ГОС. КОМИТЕТА ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

На правах рукописи

АЗНАУРЯН ИННА ГЕВОРКОВНА

УДК 539.12

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ БАРИОНОВ  
И БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

01.04.02 - Теоретическая и математическая физика

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Ереван 1986

Работа выполнена в Ереванском физическом институте.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
В.В.АНИСОВИЧ

доктор физико-математических наук  
Р.М.МУРАДЯН

доктор физико-математических наук  
А.Т.ФИЛИПОВ

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий  
(Серпухов).

Защита диссертации состоится "26" июни 1985 г.  
на заседании Специализированного Совета Д.034.03.01 по при-  
суждению ученой степени доктора физико-математических наук  
при Ереванском физическом институте (375036, г. Ереван,  
ул. Маркрянна, 2) в 14 часов.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.  
Автореферат разослан "28" марта 1985 г.

Ученый секретарь  
Специализированного Совета,  
кандидат физ.-мат. наук

В.А.ШАХБАЗЯН

#### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Исследование взаимодействия адронов с электромагнитным полем занимает одно из центральных мест в физике элементарных частиц, поскольку использование фотонов в качестве пробных объектов позволяет получать уникальную информацию о структуре и свойствах адронов. Предметом изучения данной диссертации является взаимодействие барионов с фотонами в упругой и резонансной областях. Электромагнитные свойства барионов и барионных резонансов исследуются в диссертации с точки зрения изучения структуры барионов в рамках модели кварков и с точки зрения изучения свойств электромагнитного тока адронов.

Представление об адронах как связанных состояниях составляющих кварков является в настоящее время одной из наиболее привлекательных концепций при описании мягких процессов, будучи фактически единственным подходом, позволяющим получать согласующиеся с опытом количественные и качественные предсказания для этих процессов. Однако аргументы в пользу модели составляющих кварков нуждаются в более последовательном и корректном обосновании. Это объясняется тем, что практически все доводы в пользу картины построения адронов из составляющих кварков получены в рамках гипотезы о квазядерной структуре адронов, когда верно нерелятивистское приближение. В то же

время применение нерелятивистского приближения для кварков в адронах заведомо неверно, поскольку энергии возбуждения адронных состояний того же порядка, что и массы основных состояний адронов. Поэтому доводы в пользу модели составляющих кварков нуждаются в дополнительной проверке и для выяснения вопроса о том, на самом ли деле картина построения адронов из составляющих кварков верна при рассмотрении мягких процессов, необходимы корректные вычисления с учетом релятивистского движения кварков в адронах. Построению модели адронов, составленных из релятивистских кварков, и применению ее к описанию практически всех хорошо измеренных электромагнитных характеристик барионов и барионных резонансов посвящена настоящая диссертация.

В диссертации изучаются также проблемы, связанные с установлением свойств токов переходов  $\langle N | j_\mu^{em} | N^* \rangle$  из экспериментальных данных по реакции фоторождения пионов на нуклонах, которая является единственным надежным источником информации об электромагнитных взаимодействиях нуклонных резонансов. Эта информация важна как для изучения структуры барионов, в частности, для проверки предсказаний модели кварков, так и для изучения свойств электромагнитного тока адронов.

Целью работы является:

Построение модели адронов, образованных из релятивистских составляющих кварков, и применение ее к описанию электромагнитных свойств барионов и барионных резонансов.

Исследование надежности извлекаемой из эксперимента информации о токах переходов  $\langle N | j_\mu^{em} | N^* \rangle$ .

Научная новизна работы состоит в следующем.

I. Впервые построена релятивистская модель кварков в системе бесконечного импульса и в ее рамках получено самосогласо-

ванное описание имеющихся экспериментальных данных по электромагнитным характеристикам барионов и барионных резонансов. В описание включены также имеющиеся данные по взаимодействию барионов со слабым током. Получены основные параметры модели: массы и аномальные магнитные моменты составляющих  $u$ -,  $d$ - и  $S$ -кварков и их среднеквадратичные импульсы в барионах.

2. Впервые изучены эффекты, связанные со взаимодействием конечных частиц в реакции фоторождения пионов на дейтронах в области резонанса  $\Delta(1232)$ , и исследована их роль в установлении свойств тока перехода  $\langle N | j_\mu^{em} | \Delta \rangle$  из экспериментальных данных по этой реакции.

3. Применяемые в диссертации методы использования дисперсионных соотношений для анализа фоторождения пионов на нуклонах в резонансной области энергий предложены впервые. Эти методы позволили получить более надежные оценки на амплитуды переходов  $N^* \rightarrow N\gamma$ .

Практическая ценность работы. Построенная в диссертации релятивистская модель кварков позволила впервые провести самосогласованное описание имеющихся экспериментальных данных по низкоэнергетическим характеристикам барионов и барионных резонансов, а также по лептонным распадам барионов. С появлением новых экспериментальных данных на основании этой модели могут быть изучены более высокие орбитальные возбуждения нуклонов и гиперонов, а также уточнены полученные в диссертации характеристики барионов.

На основании релятивистской модели кварков могут быть изучены и систематизированы мезоны, частицы, содержащие тяжелые кварки, и другие связанные состояния.

Изучаемые в диссертации эффекты, связанные с релятивистским движением кварков в адронах, могут сыграть важную роль в описании процессов при высоких энергиях, в особенности, в интерпретации спиновых эффектов в этих процессах.

В диссертации в рамках релятивистской модели кварков получено хорошее описание электрических и магнитных формфакторов нуклонов в области переданных импульсов до  $3 \text{ ГэВ}^2$ . Область применимости модели может быть расширена за счет включения в рассмотрение дополнительных физических механизмов, а именно, диаграмм с обменами жесткими глюонами, эффектов, обусловленных собственными размерами кварков, и т.д.

Предложенные в диссертации методы использования дисперсионных соотношений для анализа реакции фоторождения пионов на нуклонах в резонансной области энергий позволили при определении амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов существенно уменьшить неопределенность, связанную с нерезонансным фоном. Применение этих методов будет полезно при анализе новых экспериментальных данных, получение которых планируется в ЕРФИ и ХФТИ.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Построение релятивистской модели кварков в системе бесконечного импульса.
2. Результаты самосогласованного описания в рамках модели электромагнитных характеристик нуклона.
3. Результаты описания в рамках модели магнитных моментов и лептонных распадов октета барионов ( $1/2^+$ ).
4. Значения основных параметров релятивистской модели кварков: масс и аномальных магнитных моментов  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков и их среднеквадратичных импульсов в барионах

( $1/2^+$ ).

5. Результаты описания в рамках модели электрических и магнитных формфакторов нуклона.
6. Предсказание магнитного момента  $\Sigma^-$ -гиперона.
7. Метод построения в рамках релятивистской модели кварков амплитуд радиационных распадов барионных резонансов с высшими спинами.
8. Результаты расчетов в рамках модели амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет  $[56, 0^+]$ ,  $[56, 0^+]$  и  $[70, 1^-]$ .
9. Результаты расчетов амплитуд перехода  $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$ .
10. Изучение эффектов, связанных со взаимодействием в конечном состоянии в реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$  в области резонанса  $\Delta(1232)$ , и выяснение роли этих эффектов в установлении свойств тока перехода  $\langle \Delta(1232) | j_\mu^{em} | N \rangle$  из экспериментальных данных на дейтроне.
11. Метод применения дисперсионных соотношений для анализа фоторождения пионов на нуклонах в области резонанса  $\Delta(1232)$ , позволяющий однозначно выделять вклад нерезонансного фона; использование этого метода для установления изотопических свойств тока перехода  $\langle \Delta(1232) | j_\mu^{em} | N \rangle$ .
12. Метод применения дисперсионных соотношений для анализа фоторождения пионов на нуклонах во второй и третьей резонансных областях, позволяющий существенно уменьшить неопределенность, связанную с нерезонансным фоном.
13. Значения амплитуд радиационных переходов нуклонных резонансов, извлеченных из эксперимента с использованием этого метода.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах ЕРФИ, ИФВЭ, ОИЯИ, ИТЭФ, ФИАН СССР, на сессиях Совета по электромагнитным взаимодействиям в 1976, 1978, 1980-1982 г.г., на сессиях Отделения Ядерной Физики АН СССР (в 1976-1983 г.г.), на V Международном семинаре по физике высоких энергий и теории поля (Протвино, 1982), на Международном симпозиуме "Кварки-84" (Тбилиси, 1984), представлялись на XVIII (Тбилиси, 1976), XIX (Токио, 1978), XXI (Париж, 1982), XXII (Лейпциг, 1984) Международные конференции по физике высоких энергий.

Публикации. Диссертация основана на работах [1-13], опубликованных в отечественных и зарубежных периодических изданиях, а также работах [14-17].

Структура диссертации. Диссертационная работа, изложенная на 170 страницах, состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений, содержит 4 рисунка, 13 таблиц и список цитированной литературы из 204 наименований.

#### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулированы основные цели диссертационной работы, обоснованы актуальность и научная новизна выполненных исследований и даны основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена построению релятивистской модели кварков и применению ее к описанию электромагнитных характеристик и лептонных распадов барионов [1-4]. Модель адронов, образованных из релятивистских составляющих кварков, сформулирована в системе бесконечного импульса (СБИ), где пространственно-временная картина взаимодействия совпадает с картиной

взаимодействия в нерелятивистской квантовой механике. На языке нековариантной теории возмущений это соответствует тому, что для процессов типа  $B \rightarrow B' \gamma$  в СБИ отсутствуют диаграммы, включающие рождение и уничтожение кварк-антикварковых пар.

В § 1.1 в СБИ построены матричные элементы, соответствующие в нековариантной теории возмущений электромагнитному переходу  $B \rightarrow B' \gamma$ , дано определение вершинных функций переходов адронов в кварки и введены основные кинематические соотношения.

Второй и третий параграфы посвящены построению спин-орбитальных частей вершинных функций. Поставленная задача заключается в том, чтобы построить вершинные функции, соответствующие наблюдаемой на эксперименте классификации адронов по группе  $SU(6) \times O(3)$ . В § 1.2 рассматриваются двухчастичные связанные состояния. В связи с тем, что закон сложения моментов в с.ц.д. двух релятивистских частиц имеет такой же вид, как в нерелятивистском случае, задача построения вершинных функций для двухкварковых состояний в СБИ сводится к тому, чтобы найти релятивистски ковариантную запись вершинных функций, построенных по закону сложения спинов и орбитальных моментов в с.ц.и. кварков, а затем перейти в них в СБИ. С этой целью в § 1.2 для кварков построены биспиноры, которые в с.ц.и. кварков не имеют нижних компонент, построены также 4-векторы и единичный тензор, не имеющие в этой системе временных компонент. С помощью этих величин получена релятивистски ковариантная форма записи нерелятивистских вершинных функций. Показано, что в СБИ эти вершинные функции, записанные через построенные определенным образом двухкомпонентные

спиноры, имеют такой же вид, как в с.ц.л. кварков. Эти двухкомпонентные спиноры получаются из спиновых волновых функций кварков в СБИ вращением, задаваемым матрицей, которая по форме совпадает с матрицей Меллоша, полученной им в алгебре токов как преобразование от токовых к составляющим кваркам. В конце § 1.2 получены также аналогичные результаты для частиц с произвольными спинами, которые используются далее в § 1.3 при построении трехчастичных состояний.

В § 1.3 рассматривается построение спин-орбитальных частей вершинных функций для трехчастичных связанных состояний. Вначале рассмотрен вариант построения этих состояний по следующему принципу. Из двух кварков в их с.д.и. по правилам сложения моментов строится состояние с определенным полным моментом и его проекцией. Затем из этой системы и третьего кварка по правилу построения двухчастичного состояния строится трехчастичное состояние, отвечающее заданному значению полного момента. Оказывается однако (это показано в § 1.3 на примере состояния с нулевыми орбитальными моментами), что построенные по такому принципу трехкварковые состояния не могут воспроизвести наблюдаемому на эксперименте классификацию барионов по группе  $SU(6) \times O(3)$ . Поэтому в этом параграфе рассматривается другой вариант построения трехкварковых состояний, который соответствует требованию, чтобы они непосредственно могли бы быть поставлены в соответствие со спектром барионов, подчиняющимся классификации по группе  $SU(6) \times O(3)$ . При построении этого варианта постулируется, что в с.ц.л. кварков вершинные функции, выраженные через двухкомпонентные спиновые матрицы, совпадают с нерелятивистскими волновыми функциями, отвечающими классификации по группе  $SU(6) \times O(3)$ . С помощью метода, введенного в § 1.2 для двухчастичных

состояний, осуществлена релятивистски ковариантная запись этих вершинных функций. Показано, что в СБИ, как и в случае двухчастичных состояний, эти вершинные функции, выраженные через двухкомпонентные спиноры, которые получаются из спиновых волновых функций кварков в СБИ умножением на матрицы Меллоша, совпадают с вершинными функциями в с.д.и. кварков. Этот вариант вершинных функций для трехчастичных состояний используется далее в диссертации для получения конкретных результатов и сравнения их с экспериментом. Сравнение начато с наиболее хорошо и полно изученных на эксперименте электромагнитных характеристик нуклона, описание которых является важным тестом для проверки модели и позволяет зафиксировать ее основные параметры.

В § 1.4 в предположении, что нуклон является членом мультиплетта  $[56, 0^+]$ , получены формулы для магнитных моментов, электромагнитных радиусов и отношения  $g_A/g_V$  для нуклонов. Для качественного анализа роли релятивистских эффектов получены первые два члена разложения этих формул по степеням квадрата отношения среднеквадратичного импульса кварка в нуклоне к его массе. Из полученных разложений видно, что коэффициенты перед релятивистскими поправками велики, но по знакам и численным значениям они таковы, что практически не нарушают предсказаний нерелятивистской модели кварков для отношений магнитных моментов протона и нейтрона и для соотношений между их электрическими и магнитными радиусами.

Проведено количественное описание экспериментальных данных, из которого следует, что совместное описание магнитных моментов и электромагнитных радиусов нуклонов возможно только при условии, что кварки в нуклонах релятивистские. Получены значения массы кварка и его среднеквадратичного импульса

в нуклоне. Они оказались близки к величинам, получаемым из массовых формул, хотя, вообще говоря, такое согласие не обязательно, поскольку массовые формулы рассматриваются обычно в нерелятивистском приближении. Значения аномальных магнитных моментов кварков оказались малы.

Количественный анализ экспериментальных данных показал, что представление нуклона как связанного состояния релятивистских составляющих кварков позволяет самосогласованно описать магнитные моменты, электромагнитные радиусы и отношение  $g_A/g_V$  для нуклона. Релятивистские эффекты при этом велики, но они не нарушают соотношения между магнитными моментами протона и нейтрона и соотношений между их электромагнитными радиусами, которые предсказываются нерелятивистской моделью кварков. В случае отношения  $g_A/g_V$  релятивистские эффекты привели к уменьшению предсказания нерелятивистской модели, что позволило получить экспериментальное значение этого отношения, не вводя перенормировки аксиально-векторной константы на кварке. Получено отличное от нуля и согласующееся с экспериментом значение электрического радиуса нейтрона в предположении, что нуклон является чистым состоянием  $[56, 0^+]$ . В то время как в нерелятивистской модели кварков отличное от нуля значение этого радиуса можно получить только при учете примесей других состояний в нуклоне, в нашем подходе при описании этой величины, а также других статических характеристик нуклона не возникает такой необходимости.

В § 1.5 рассмотрено применение построенной нами модели адронов для описания электромагнитных формфакторов нуклона при ненулевых переданных импульсах ( $K^2 \neq 0$ ,  $K$  — импульс фотона). Со значениями параметров, извлеченных из анализа ста-

тических характеристик нуклона, получены предсказания для этих формфакторов, которые при  $|K^2| < 3 \text{ ГэВ}^2$  хорошо согласуются с экспериментом. Воспроизводится зависимость от  $K^2$  наиболее хорошо измеренного на эксперименте магнитного формфактора протона, а также магнитного формфактора нейтрона; правильно описывается отклонение от "масштабного закона" в отношении электрического и магнитного формфакторов протона; в соответствии с экспериментом электрический формфактор нейтрона подавлен.

В § 1.6 включены в рассмотрение все барионы октета ( $1/2^+$ ), что приводит к введению новых параметров, ответственных за возможное нарушение  $SU(3)$ -симметрии. Это масса и аномальный магнитный момент странного кварка и среднеквадратичные импульсы кварков в барионах.

Отметим, что в последнее время в результате создания высокоэнергетических пучков гиперонов были получены исключительно точные данные по магнитным моментам гиперонов, существенно улучшилась также экспериментальная ситуация по лептонным распадам гиперонов. При этом оказалось, что нерелятивистская модель кварков испытывает серьезные трудности при описании новых данных. В многочисленных работах были рассмотрены различные модификации этой модели с введением различных схем нарушения  $SU(3)$  и  $SU(6)$ -симметрий, однако убедительного улучшения в описании экспериментальных данных по сравнению с наивной кварковой моделью получить не удалось. Нами в рамках релятивистской модели кварков получено хорошее описание магнитных моментов гиперонов в предположении, что с включением странных кварков среднеквадратичные импульсы кварков в барионах растут пропорционально их суммарной массе. При этом для всех магнитных моментов октета барионов ( $1/2^+$ ) получены

результаты, согласующиеся с экспериментом в пределах 3–4 %. Единственным исключением является магнитный момент перехода  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ , который оказался на 22 % (2 стандартных отклонения) ниже экспериментального значения. Следует однако иметь в виду, что в противоположность магнитным моментам барионов магнитный момент  $\mu_{\Sigma\Lambda}$  извлекается из эксперимента косвенным путем с использованием эффекта Примакова из реакции  $\Lambda + z \rightarrow \Sigma^+ \bar{z}$  при невысоких энергиях  $\Lambda$  ( $E_\Lambda = 5 + 10$  ГэВ). При этих энергиях в процессах такого рода существует проблема выделения кулоновской амплитуды на фоне большой амплитуды, соответствующей сильному взаимодействию, поэтому в определении  $\mu_{\Sigma\Lambda}$  возможны большие систематические ошибки.

Полученная нами масса странного кварка оказалась близка к значению, следующему из массовых формул. Аномальный магнитный момент странного кварка оказался близким к нулю.

Что касается лептонных распадов гиперонов, то, как и в случае распада  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ , релятивистские эффекты приводят к уменьшению отношений  $g_A/g_V$  для распадов  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$ ,  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ ,  $\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$ , и полученные значения этих отношений хорошо согласуются с экспериментом. В случае токов с изменением странности релятивистские эффекты и учет разности масс странного и нестранного кварков приводят к незначительному уменьшению векторных констант, не нарушая согласия с экспериментом, которое имеет место для этих констант в нерелятивистской модели.

В § 1.7 в релятивистской модели кварков получено предсказание для магнитного момента  $\Omega^-$ -гиперона. Согласно полученным результатам этот магнитный момент оказался близким к нормальному магнитному моменту  $\Omega^-$ -гиперона, мало зависит от релятивистских эффектов и близок к предсказанию нерелятивистской модели кварков.

Во второй главе рассматривается применение релятивистской модели кварков к описанию радиационных распадов нуклонных резонансов [5–7], проведено сравнение полученных результатов с результатами, получаемыми в нерелятивистской модели кварков и в алгебре токов из преобразования Меллоша между токовыми и составляющими кварками. Рассмотрены радиационные распады нуклонных резонансов, входящих в мультиплеты  $[56, 0^+]$ ,  $[56, 0^+]_8$  и  $[70, 1^-]$ . Для полноты приведены также результаты, полученные для распада  $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda \gamma$ , единственного из радиационных распадов странных резонансов, по которому имеются экспериментальные данные.

В § 2.1 из релятивистски-инвариантных выражений для токов переходов  $\langle B | \hat{j}_\mu^m | B^* \rangle$  получены соотношения между измеряемыми на эксперименте спиральными амплитудами распада  $B^* \rightarrow B \gamma$  и спиральными амплитудами в СБИ. Проведен выбор спиральных амплитуд в СБИ, вычисление которых по правилам нековариантной теории возмущений не содержит неоднозначностей, связанных с различием между инвариантной массой системы кварков в барионах и внешними массами барионов. Показано, что те спиральные амплитуды в СБИ, в которых спиральности бариона и барионного резонанса отличаются на 1, допускают наглядное сравнение с результатами, получаемыми в подходе Меллоша и в нерелятивистской модели кварков. А именно, те члены в этих спиральных амплитудах, в которых вращение спина, задаваемое матрицами Меллоша, происходит только у активного кварка (т.е. кварка, взаимодействующего с фотоном), подчиняются правилам отбора, которые совпадают с правилами отбора, следующими из преобразования между токовыми и составляющими кварками, полученного Меллошем в модели свободных кварков. Часть этих членов имеет такие же правила отбора, как в нерелятивистской модели кварков.

Показано, однако, что в нашем подходе возникают дополнительные члены, которые не имеют аналогов в подходе Меллоша и соответствуют тому, что при переходе в СБИ происходит вращение спина у неактивных кварков. На примере магнитных моментов нуклона продемонстрирована важность учета этих членов.

В § 2.2 дан рецепт вычисления амплитуд  $N^* \rightarrow N\pi$ , знание которых необходимо для сравнения с экспериментом знаков спиральных амплитуд распадов  $N^* \rightarrow N\gamma$  ( $A_\lambda$ ). Это связано с тем, что спиральные амплитуды  $A_\lambda$  определяют из экспериментальных данных по реакции  $\gamma N \rightarrow N\pi$ , выделяя в них вклады резонансов  $N^*$ , при этом знаки амплитуд  $N^* \rightarrow N\pi$  принято включать в определение  $A_\lambda$ . С помощью гипотезы частичного сохранения аксиального тока амплитуды  $N^* \rightarrow N\pi$  выражены через матричные элементы аксиально-векторного тока в СБИ, которые вычисляются аналогично матричным элементам электромагнитного тока.

В § 2.3 рассматривается радиационный распад  $\Delta(1232) \rightarrow N\gamma$  в предположении, что изобара  $\Delta(1232)$  является членом мультиплетта  $[56, 0^+]$ . Полученные значения амплитуд  $A_{1/2}^P$  и  $A_{3/2}^P$  находятся в лучшем согласии с экспериментом, чем предсказания нерелятивистской модели кварков. За счет релятивистских эффектов получено небольшое отклонение от соотношения  $A_{3/2}^P / A_{1/2}^P = \sqrt{3}$ , которое соответствует тому, что в нашем подходе квадрупольный переход оказался отличным от нуля. Для отношения амплитуд, соответствующих излучению электрического квадрупольного и магнитного диполя, получено значение  $-0,016$ , которое хорошо согласуется с экспериментом.

В § 2.4 рассматриваются распады  $P_{11}(1470) \rightarrow N\gamma$  и  $P_{33}(1690) \rightarrow N\gamma$  в предположении, что резонансы  $P_{11}(1470)$  и  $P_{33}(1690)$  являются членами мультиплетта  $[56, 0^+]_7$ , соответствующего радиальному возбуждению 56-плета.

В противоположность предсказаниям нерелятивистской модели кварков полученные нами знаки амплитуд распада

$P_{11}(1470) \rightarrow N\gamma$  согласуются с экспериментом. Величины этих амплитуд оказались несколько меньше экспериментальных значений, что, по-видимому, указывает на необходимость введения смешивания между состояниями  $P_{11}$  из мультиплетов  $[56, 0^+]$  и  $[56, 0^+]_7$ . Для получения согласия с экспериментом для распада  $P_{11}(1470) \rightarrow N\gamma$  достаточно ввести смешивание между этими состояниями с углом  $\approx 5^\circ$ .

Что касается амплитуд перехода  $P_{33}(1690) \rightarrow N\gamma$ , то полученные нами предсказания для этих амплитуд согласуются с их значениями, извлеченными из эксперимента в четвертой главе диссертации (в другие анализы фоторождения пионов на нуклонах резонанс  $P_{33}(1690)$  не был включен). Предсказания нерелятивистской модели кварков для этих амплитуд расходятся с экспериментом.

В § 2.5 рассматриваются радиационные распады нуклонных резонансов мультиплетта  $[70, 1^-]$ . Для всех тех амплитуд, значения которых надежно установлены из эксперимента, полученные нами результаты хорошо согласуются с экспериментом. При этом не возникает необходимости введения смешивания между теми состояниями мультиплетта  $[70, 1^-]$ , которые имеют одинаковые квантовые числа. Проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями нерелятивистской модели кварков и с результатами, полученными в подходе Меллоша из подгонки к экспериментальным данным. Показано, что в случае распадов

$S_{11}(1535) \rightarrow N\gamma$  и  $D_{13}(1520) \rightarrow N\gamma$  учет релятивистских эффектов оказывается важным для получения согласия с экспериментом и приводит к правильному соотношению между их амплитудами  $|A_{1/2}^{P,n}(S_{11})| < |A_{3/2}^{P,n}(D_{13})|$ , которое не может быть

получено в нерелятивистской модели.

В § 2.6 получены предсказания для распада  $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$  для всех возможных классификаций резонанса  $\Lambda(1520)$  в мультиплете  $[70, 1^-]$ :  ${}^2I_{3/2}$ ,  ${}^2G_{3/2}$  и  ${}^4G_{3/2}$ . Если отождествить резонанс  $\Lambda(1520)$  с одним из этих состояний, то для ширины распада  $\Lambda(1520) \rightarrow \Lambda(1115) + \gamma$  получаются значения, значительно меньшие экспериментальных. Согласно с экспериментом удастся получить, если ввести смешивание между состояниями  ${}^2I_{3/2}$  и  ${}^2G_{3/2}$  с углом смешивания в широком интервале от  $15^\circ$  до  $75^\circ$ . Для отношения амплитуд, соответствующих излучению магнитного квадруполья и электрического диполя, которое хорошо определено экспериментально, согласие с экспериментом получается для обоих этих состояний.

В третьей главе изучаются эффекты, связанные с однократными перерасеяниями в конечном состоянии в реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$  в области резонанса  $\Delta(1232)$ , и их роль в определении данных по реакциям  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$  и  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  из экспериментов на дейтроне [8,9]. В первом параграфе описываются типы экспериментов по фоторождению пионов на дейтронах и рассматриваются кинематические ограничения и условия, при которых будут проведены дальнейшие расчеты. В § 3.2 даны вычисления матричных элементов реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$ , соответствующие импульсному приближению и однократным перерасеяниям в конечном состоянии. В § 3.3 даны результаты расчетов, из которых следует, что эффекты, связанные с перерасеянием нуклонов, в рассматриваемой области энергий велики и могут достигать до 20-30%. Что касается пион-нуклонного перерасеяния в конечном состоянии, то хотя поправки, связанные с ними, в разных изотопических каналах велики и достигают 10%, в сумме их вклад в сече-

ние реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$  незначителен. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по сравнительному анализу фоторождения  $\pi^0$  и  $\pi^+$ -мезонов на протонах и дейтронах. Это сравнение, проведенное в широком интервале энергий и углов, показывает, что рассмотренные поправки хорошо объясняют экспериментальные данные, поэтому есть основания надеяться, что они дают основной вклад во взаимодействие в конечном состоянии в реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$  в области резонанса

$\Delta(1232)$ . Проанализирована роль полученных поправок в определении сечений реакций  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$  и  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  из дейтронных данных и показано, что используемые экспериментаторами способы извлечения нейтронных данных из экспериментов на дейтронах приводят к существенному ослаблению роли этих поправок. В § 3.4 дан краткий обзор экспериментальной ситуации по проверке выполнения  $T$ -инвариантности в вершине  $\Delta N\gamma$ , основанной на использовании данных по реакции  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$ .

Четвертая глава посвящена применению дисперсионных соотношений (д.с.) для анализа фоторождения пионов на нуклонах в резонансной области энергий [10-17]. В § 4.1 изучается область резонанса  $\Delta(1232)$ . Первые решения д.с. для фоторождения пионов на нуклонах в области резонанса  $\Delta(1232)$  были получены в предположении, что вклад, обусловленный этим резонансом, не только преобладает, но и всецело определяет дисперсионные интегралы. Такой подход хорошо описывал данные по реакциям  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  и  $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ , однако с появлением экспериментальных данных по реакциям  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$  выяснилось, что имеющиеся решения д.с. расходятся с экспериментом. Это послужило основанием для широкого обсуждения возможного нарушения изотопического правила отбора  $\Delta I \leq 1$  в токе перехода  $\langle N | \hat{J}_\mu^{em} | \Delta \rangle$ .

Однако, в работах [10-14] было показано, что возникшее противоречие с экспериментом связано главным образом с неправильным выделением нерезонансного фона в реакциях  $\gamma p \rightarrow n \pi^+$  и  $\gamma n \rightarrow p \pi^-$ , а именно, с предположением об ограничении вкладом резонанса  $\Delta(1232)$  в д.с., и устранить его можно только учетом высокоэнергетических вкладов в дисперсионные интегралы. В § 4.1 предложен метод использования д.с., который позволяет однозначно выделять вклады высокоэнергетических интегралов. Метод заключается в том, что экспериментальные данные в области резонанса  $\Delta(1232)$  анализируются при конкретном значении переданного импульса и разных энергиях фотона. При этом высокоэнергетические интегралы выступают как свободные параметры, которые наряду с параметрами распада

$\Delta(1232) \rightarrow N\gamma$  определяются из этих данных. На основании этого метода в § 4.1 проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по реакциям фоторождения заряженных пионов на нуклонах, имеющим большой нерезонансный фон. Для отношения изотензорного вклада в токе перехода  $\langle N | \gamma_{\mu}^{em} | \Delta \rangle$  к изовекторному получено значение  $0,006 \pm 0,033$ , которое хорошо согласуется с оценкой  $0,00 \pm 0,02$ , получаемой из данных по дифференциальным сечениям реакций фоторождения нейтральных пионов, имеющим малый нерезонансный фон.

Во втором и третьем параграфах проведен анализ фоторождения пионов на нуклонах во второй и третьей резонансных областях. Основная трудность в проведении анализа экспериментальных данных в этих областях заключается в том, что наряду с большим числом подгоночных параметров, соответствующих искомым амплитудам переходов  $N^* \rightarrow N\gamma$ , приходится вводить большое число подгоночных параметров для параметризации нерезонансного фона.

В связи с этим из имеющихся анализов экспериментальных данных трудно установить, какие из полученных значений амплитуд  $N^* \rightarrow N\gamma$  являются модельно-независимыми, поэтому трудно выделить амплитуды, значения которых особенно важны для проверки предсказаний кварковых моделей. По этой причине в § 4.2 проведен качественный анализ данных во второй и третьей резонансных областях, на основании которого показано, что может быть выделена довольно большая группа амплитуд  $N^* \rightarrow N\gamma$ , значения которых не зависят от неоднозначностей, присутствующих в различных анализах. Этим амплитудам могут быть непосредственно поставлены в соответствие те или иные характерные особенности резонансного поведения экспериментальных данных, поэтому по порядку величины и знаку они хорошо определяются из качественного анализа данных. К таким амплитудам относятся все амплитуды  $A_{1/2}^P$  и  $A_{3/2}^P$  во второй резонансной области и практически все амплитуды  $A_{3/2}^P$  в третьей резонансной области. В нашем анализе мы ограничились рассмотрением данных по  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  и  $\gamma p \rightarrow n \pi^+$ , поскольку данные на нейтроне являются значительно более скудными и недостаточны для проведения такого анализа.

В § 4.3 с использованием результатов качественного анализа проведен количественный анализ экспериментальных данных по фоторождению  $\pi^0, +, -$ -мезонов на нуклонах, основанный на применении д.с. при фиксированном переданном импульсе. С целью максимального уменьшения числа подгоночных параметров в д.с. проведено вычитание при энергии фотона 0,5 ГэВ, при которой амплитуды фоторождения достаточно хорошо известны из мультипольных анализов, проведенных без использования моделей. Это привело к сильному подавлению вкладов высокоэнергетических интегралов и позволило практически исключить подгоночные

параметры, дополнительные к резонансным. На основании проведенного количественного анализа выделена группа амплитуд переходов  $N^* \rightarrow N\gamma$ , значения которых можно считать хорошо установленными. К ним относятся амплитуды  $A_{I/2}^P$  и  $A_{3/2}^F$  для резонансов  $P_{33}(1232)$  и  $D_{13}(1520)$ , амплитуды  $A_{I/2}^P$  для резонансов  $P_{11}(1470)$ ,  $P_{33}(1690)$ ,  $S_{11}(1535)$  и  $D_{13}(1700)$ , амплитуда  $A_{3/2}^P$  для резонанса  $D_{13}(1700)$  и амплитуды  $A_{I/2}^{P^*}$  и  $A_{3/2}^{P^*}$  для резонанса  $D_{15}(1670)$ . Значения всех этих амплитуд хорошо согласуются с полученными во второй главе диссертации предсказаниями релятивистской модели кварков.

В заключении диссертации приведены основные результаты работы, которые можно сформулировать следующим образом.

1. Построена модель адронов, образованных из релятивистских составляющих кварков. Модель сформулирована в системе бесконечного импульса. Построен вариант модели, позволяющий сохранить наблюдающуюся на эксперименте классификацию адронов по группе  $SU(6) \times O(3)$ . В этом варианте модели проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по низкоэнергетическим электромагнитным характеристикам барионов и барионных резонансов.

2. В релятивистской модели кварков проведен анализ данных по магнитным моментам, электрическим и магнитным радиусам и отношению  $g_A/g_V$  для нуклона и получено их самосогласованное описание. Получены оценки на среднеквадратичный импульс кварков в нуклоне, который оказался сравнимым с их массой, на массу и аномальные магнитные моменты  $u$ - и  $d$ -кварков.

3. Получены предсказания для электрических и магнитных факторов нуклона, которые до  $3 \text{ ГэВ}^2$  находятся в хорошем

согласии с экспериментом.

4. Получено хорошее описание магнитных моментов и лептонных распадов октета барионов ( $1/2^+$ ). Показано, что с включением странных кварков среднеквадратичные импульсы кварков в барионах растут пропорционально их суммарной массе. Получены значения массы и аномального магнитного момента странного кварка.

5. Получены предсказания для амплитуд радиационных распадов нуклонных резонансов, входящих в мультиплет  $[56, 0^+]$ ,  $[56, 0^+]_7$  и  $[70, 1^-]$ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом. В частности, учет релятивистских эффектов привел к лучшему согласию с экспериментальными амплитудами перехода  $P_{33}(1232) \rightarrow N\gamma$ , к правильным значениям амплитуды перехода  $P_{11}(1470) \rightarrow N\gamma$  и к правильному соотношению между амплитудами распадов  $S_{11}(1535) \rightarrow N\gamma$  и  $D_{13}(1520) \rightarrow N\gamma$ .

6. Изучены эффекты, связанные с однократными пересечениями конечных частиц в реакции  $\gamma d \rightarrow NN\pi$  в области резонанса  $\Delta(1232)$ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по сравнительному анализу фоторождения  $\pi^0$  и  $\pi^+$ -мезонов на протонах и дейтронах. Показано, что используемые экспериментаторами способы извлечения данных по сечениям реакций  $\gamma n \rightarrow p\pi^-$  и  $\gamma n \rightarrow n\pi^0$  из экспериментов на дейтронах приводят к тому, что поправки, связанные со взаимодействием в конечном состоянии, не отражаются на экспериментальных значениях этих сечений, полученных из данных по  $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$  и  $\gamma d \rightarrow pn\pi^0$  в импульсном приближении. Следовательно, эти поправки не меняют заключения о свойствах тока перехода  $\langle N | \gamma_\mu^{em} | \Delta \rangle$ , получаемых из экспериментов на дейтронах с использованием этого приближения.

7. Проведен анализ результатов, получаемых при использовании дисперсионных соотношений для описания фоторождения пионов на нуклонах в области резонанса  $\Delta(1232)$ . Показано, что используемое ранее предположение о том, что вклад этого резонанса всецело определяет значения дисперсионных интегралов, приводит к противоречию с экспериментом для реакции  $\gamma n \rightarrow p \pi^-$ . Предложен метод учета высокоэнергетических вкладов в дисперсионные интегралы, на основании которого проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по реакциям  $\gamma p \rightarrow n \pi^+$  и  $\gamma n \rightarrow p \pi^-$  и показано, что изотопическое правило отбора  $\Delta I \leq 1$  в токе перехода  $\langle N | \chi_M^{em} | \Delta \rangle$  не нарушается.

8. Проведен качественный анализ характерных особенностей резонансного поведения экспериментальных данных по фоторождению пионов на протонах во второй и третьей резонансных областях. На его основании выделена группа амплитуд переходов  $N^* \rightarrow N \gamma$ , значения которых не зависят от неоднозначностей, присутствующих в различных анализах.

9. Проведен анализ экспериментальных данных по фоторождению пионов на нуклонах от порога до 1 ГэВ, основанный на применении дисперсионных соотношений при фиксированном переданном импульсе. Предложен метод использования дисперсионных соотношений, который позволяет практически исключить подгоночные параметры, описывающие нерезонансный фон и дополнительные к резонансным. На основании проведенного анализа, в котором использованы также результаты качественного анализа, выделена группа амплитуд переходов  $N^* \rightarrow N \gamma$ , значения которых можно считать надежно установленными. Значения этих амплитуд находятся в хорошем согласии с полученными в диссертации предсказаниями релятивистской модели кварков.

В Приложения вынесены наиболее громоздкие выражения, входящие в формулы диссертации.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Азнаурян И.Г., Тер-Исаакян Н.Л. Аномальные магнитные моменты кварков в магнитно-дипольных переходах адронов. - ЯФ, 1980, т. 31, вып. 6, с. 1680-1689.
2. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С., Тер-Исаакян Н.Л. Релятивистская модель кварков в системе бесконечного импульса и статические свойства нуклонов. - ЯФ, 1982, т. 36, вып. 5, с. 1278-1289.
3. Aznauryan I.G., Bagdasaryan A.S., Ter-Isaakyan N.L. Relativistic quark model in the infinite momentum frame and static characteristics of nucleons. - Phys.Lett.B, 1982, v.112, No.4, 5, p.393-396.
4. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С., Тер-Исаакян Н.Л. Магнитные моменты и лептонные распады онто-барионов в релятивистской кварковой модели. - ЯФ, 1984, т. 39, вып. 1; с. 108-114.
5. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С. Преобразование Меллоша и радиационные распады  $[70, 1^-] \rightarrow [56, 0^+] + \gamma$ . - Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1977, т. 12, вып. 6, с. 416-426.
6. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С., Тер-Исаакян Н.Л. Релятивистская модель кварков в системе бесконечного импульса и статические характеристики адронов. - Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. т. 2, с. 170-213, Протвино, 1982.
7. Азнаурян И.Г., Багдасарян А.С. Радиационные распады нуклонных резонансов мультиплета  $[70, 1^-]$  в релятивистской модели кварков. - ЯФ, 1985, т. 41, вып. 1, с. 249-260.

8. Азнаурян И.Г. Поправки к импульсному приближению для фоторождения пионов на дейтронах в области резонанса  $\Delta(1236)$ . - ЯФ, 1974, т. 19, вып. 3, с. 640-651.
9. Азнаурян И.Г., Нагорская И.А. О взаимодействии в конечном состоянии для фоторождения пионов на дейтронах в области первого резонанса. - ЯФ, 1976, т. 23, вып. 5, с. 1049-1055.
10. Азнаурян И.Г., Заславский А.Н. Дисперсионные соотношения и данные по реакции  $\gamma n \rightarrow p \pi^-$  в области 33-резонанса. - ЯФ, 1972, т. 15, вып. 6, с. 1261-1265.
11. Aznauryan I.G., Zaslavsky A.N. Dispersion relations and data on  $\gamma n \rightarrow p \pi^-$  reactions in the  $\Delta(1236)$ -resonance region. - Phys.Lett. B, 1972, v.39, No.2, p.226-228.
12. Азнаурян И.Г., Заславский А.Н. Высокоэнергетические вклады в дисперсионные интегралы, изотензорный электромагнитный ток и данные по фоторождению  $\pi^\pm$ -мезонов от порога до 450 МэВ. - ЯФ, 1973, т. 17, вып. 2, с. 374-381.
13. Азнаурян И.Г., Нагорская И.А. Изотензорный электромагнитный ток и данные по  $\pi^\pm$ -фоторождению в области резонанса  $\Delta(1236)$ . - ЯФ, 1974, т. 19, вып. 1, с. 136-143.
14. Aznauryan I.G., Nagorskaya I.A., Zaslavsky A.N. Isotensor electromagnetic current in low energy pion photoproduction. - Preprint EPI-94(74), Yerevan, 1974.
15. Aznauryan I.G., Akopov N.Z., Bagdasaryan A.S. Analysis of pion photoproduction on nucleons in the resonance region. - Preprint EPI-264(57)-77, Yerevan, 1977.
16. Aznauryan I.G., Bagdasaryan A.S. Analysis of pion photoproduction on protons in II and III-resonance regions. - Preprint EPI-502(45)-81, Yerevan, 1981.

17. Aznauryan I.G., Akopov N.Z., Bagdasaryan A.S. Analysis of  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  photoproduction on nucleons in resonance region. - Preprint EPI-535(22)-82, Yerevan, 1982.

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 13.02.85 г. Формат 60x84/16

Офсетная печать. .Тираж 170

Зак.тип. № 032 ВФ - 00786

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркяна 2