

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
Физический факультет

2 курс

Курсовая работа

**СТРУКТУРА ПРОТОНА.
КВАРКОВАЯ И ПАРТОННАЯ МОДЕЛИ**

Курсовая работа
студента 2 курса 216 группы
Зотеева Вадима Дмитриевича

Научный руководитель:
проф. Николай Борисович Скачков

Москва 2013

Оглавление

Введение

Глава 1. Кварки и глюоны

1.1. Конфайнмент и цвет

1.2. Глюоны и кварк-глюонные взаимодействия

1.3. Экспериментальные свидетельства существования кварков и глюонов

1.4. Струны адронов

Глава 2. Размеры и структура протона

2.1. Эффективный радиус протона

2.2. Формфактор протона, упругое рассеяние электронов на протонах

2.3. Глубоконеупругое рассеяние электронов и нейтрино на протонах

Глава 3. Связанные состояния тяжёлых кварков

3.1. Чармоний

3.2. Ботомоний

Заключение

Список использованной литературы

Введение

Окружающая нас материя представлена тремя типами частиц: протонами и нейтронами (составляющими ядра всех известных химических элементов) и электронами. Протон и нейтрон с точки зрения электромагнитного взаимодействия являются разными частицами в силу положительного заряда протона и нейтральности нейтрона, однако с точки зрения сильного взаимодействия, играющего определяющую роль в атомных ядрах, эти частицы являются неразличимыми, поэтому их обозначают общим названием нуклоны. Современные представления о размерах и структуре нуклонов и электрона напрямую отражает наши знания о структуре окружающего нас мира, поэтому структура нуклонов и электронов является фундаментальным вопросом.

На современном уровне развития физики частиц электроны (как и все лептоны) считаются точечными объектами (по крайней мере их размер меньше 10^{-15} см), однако того же самого нельзя сказать о нуклонах, они обладают конечными размерами и структурой, которая может быть определена экспериментально. На основании экспериментальных данных были созданы различные теории, объясняющие структуру адронов (соответственно и нуклонов). Наибольшее применение нашла кварковая модель строения адронов и партонная модель строения протона.

Данная курсовая работа посвящена краткому обзору имеющихся в физике частиц представлений о структуре протона и моделей, объясняющих его структуру, основными целями работы являются:

1. Краткий обзор кварковой модели строения адронов и основных экспериментов, подтверждающих её основные принципы;
2. Освещение избранных экспериментальных данных о размерах и структуре протона и описание основных методов их получения;
3. Обзор применения кварковой модели строения адронов для описания связанных состояний тяжёлых кварков.

Курсовая работа написана на основании имеющейся в физике частиц литературы, полный список использованных во время написания работы источников приведён в соответствующем разделе.

Работа состоит из Введения, трех глав, Заключения и Списка использованной литературы. Первая глава посвящена основным принципам кварковой модели и их экспериментальным подтверждениям. Во второй главе речь идёт о размерах и структуре протонов, а также об основных экспериментальных методах изучения его размеров и структуры и о партонной модели строения протона. В третьей главе рассказывается о применении кварковой модели для описания связанных состояний тяжёлых

кварков и об экспериментах, в ходе которых были открыты эти состояния.

Глава 1. Кварки и глюоны

Физика 20 в., проникая всё глубже в строение материи, вышла сначала на уровень атома, затем — на уровень атомного ядра и, наконец, на уровень нуклонов (протонов и нейтронов) — составных элементов всех ядер окружающего нас вещества. Помимо открытия протонов и нейтронов также накапливались экспериментальные данные о существовании других сильновзаимодействующих частиц (адронов), и к началу 60-х годов их уже было известно больше, чем имеется элементов в таблице Менделеева, таким образом стало ясно, что все они не могут быть элементарными.

Кроме того, все многочисленные адроны естественным образом группировались в мультиплеты и супермультиплеты, для описания которых требовалось небольшое число свободных параметров. Иными словами, все адроны обладают небольшим числом степеней свободы: все барионы обладают тремя степенями свободы, а все мезоны — двумя.

В виду этого в 1964 году М. Гелл-Манн и независимо от него Дж. Цвейг выдвинули гипотезу, что все адроны состоят из небольшого числа более элементарных объектов, названных кварками. Оказалось возможным «построить» все известные в то время адроны из трех типов (ароматов) кварков, обозначаемых соответственно u («up»), d («down»), s («strange»). Впоследствии кварковая модель была дополнена ещё тремя кварками: c («charm»), b («bottom»), t («top»). Барионы состоят из 3-х кварков, мезоны — из кварка и антикварка. В частности, протон состоит из 2-х u -кварков и 1-го d -кварка, а нейтрон — из 1-го u -кварка и 2-х d -кварков.

Все кварки имеют спин $\frac{1}{2}$, дробный барионный заряд $B=1/3$ и дробные электрические заряды: у верхних кварков (u, c, t) он равен $+2/3$, а у нижних кварков (d, s, b) электрический заряд равен $-1/3$. Кроме того, s, c, b - и t -кварки имеют ещё по одному дополнительному заряду (квантовому числу), которые называются соответственно странность, очарование, прелесть или красота и истинность, а u - и d -кварки имеют отличный от нуля изоспин, равный $\frac{1}{2}$.

Несмотря на дробные электрические заряды кварков, электрические заряды адронов, равные сумме зарядов составляющих их кварков, всегда целые.

1.1. Конфайнмент и цвет

Обнаружение свободных кварков явилось бы самым прямым и убедительным доказательством основных положений кварковой модели, поэтому активно проводились эксперименты по их обнаружению. Поиски свободных кварков, т. е. частиц с электрическим зарядом $-1/3(e)$ и $+2/3(e)$, велись в двух основных направлениях: искали кварки, рожденные при

столкновении частиц высокой энергии, и стабильные кварки в обычном веществе.

Однако, вопреки всем ожиданиям и надеждам, свободные кварки не обнаруживались. В результате всех усилий были получены жесткие верхние ограничения на возможную долю свободных кварков в веществе.

На основании отрицательных результатов поиска свободных кварков был сделан вывод, что кварки постоянно заключены внутри адронов и не могут быть оттуда извлечены по отдельности. Это явление - заключение кварков в адронах - обозначают словом «конфайнмент» (от англ. «confinement» - «тюремное заключение»). Представление о конфайнменте является одной из основ современной теории кварков, хотя его механизм до настоящего времени не вполне ясен.

В нуклонах и других низших по массе состояниях адронов орбитальный момент относительного движения кварков должен быть равен нулю. Это необходимо, чтобы спины и четности адронов соответствовали экспериментально наблюдаемому. Однако поскольку кварки являются фермионами, это вполне естественное предположение, казалось, противоречило принципу Паули. Данное противоречие было устранено предположением, что кварки обладают некоторым внутренним свойством, названным цветом, которое проявляется в трёх различных состояниях (условно их называют красным, синим и желтым).

Все адроны бесцветны, конфайнмент — постоянное заключение кварков внутри адронов и отсутствие их в свободном состоянии — интерпретируется как принципиальная невозможность непосредственно наблюдать цветные микрообъекты: все физически наблюдаемые объекты бесцветны. Это также означает невозможность наблюдения дробных электрических зарядов кварков: все их бесцветные комбинации имеют целочисленные заряды.

Антикварки «окрашены» в «антицвета», которые в паре с соответствующим цветом создают бесцветную комбинацию. В мезонах цвету кварка соответствует антицвет антикварка. В барионах каждый из трех кварков имеет другой цвет и все вместе они также образуют бесцветную комбинацию.

Все свойства кварков одного и того же аромата, различающихся только цветом, совершенно одинаковы: цветовая симметрия кварков является точной.

Впоследствии наличие цвета у частицы стало трактоваться как способность этой частицы участвовать в сильном взаимодействии.

Одним из экспериментов, доказывающих существование цвета кварков, притом принимающего именно три значения, было измерение отношения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+e^- \rightarrow p^+p^-$. Это электромагнитные процессы, и их сечения пропорциональны сумме квадратов электрических

зарядов Q рождаемых частиц:

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \sum_i Q_i^2,$$

где суммирование должно производиться по всем ароматам кварков, рождаемых при данной энергии, а также по всем цветам.

Заряды d-, s- и b-кварков равны $-1/3$, u- и c-кварков $+2/3$. Поэтому при энергии в с. ц. м. более 10 ГэВ, достаточной для рождения пар кварк — антикварк всех этих пяти ароматов, величина R равнялась бы $11/9$, если бы все кварки были бы бесцветны, и должна быть в три раза больше, если кварки каждого аромата рождаются трех различных цветов. Эксперимент показал, что при $E > 10$ ГэВ величина отношения имеет значение $R = 11/3$, что является наглядным свидетельством наличия трех цветовых состояний.

1.2. Глюоны и кварк-глюонные взаимодействия

Для того чтобы объяснить прочную связь кварков в адронах, был придуман еще один вид гипотетических частиц, которые как бы склеивают кварки между собой. Эти частицы были названы глюонами (от англ. «glue» — «клей»). Цветовые заряды кварков являются источниками поля, кванты которого — глюоны, безмассовые электрически нейтральные частицы со спином 1, также обладающие цветом.

Глюоны — «двухцветные», каждый из них составлен из 2-х цветов (цвета и антицвета), а все остальные квантовые числа, кроме спина (который у глюона равен единице), равны нулю. При взаимодействии глюонов с кварками цвет кварков меняется, а ароматы кварков, как и все их квантовые числа, остаются неизменными. Наличие цветовых зарядов у глюонов приводит к возможности испускания или поглощения глюона глюоном (то есть глюоны не только являются переносчиками сильного взаимодействия, но и сами могут участвовать в нём). Глюон, обладающий достаточной энергией, может «родить» кварк-антикварковую пару.

Глюоны являются «клеем», связывающим кварки и удерживающим их внутри адронов. При этом, когда кварки находятся близко друг от друга, силы, их связывающие, малы, но по мере увеличения расстояния между кварками эти силы растут. В соответствии с этим кварки внутри адронов почти свободны (это называется асимптотической свободой), но при «попытке» кварка вырваться из адрона, преодолеть конфайнмент, силы его взаимодействия с остальными кварками адрона становятся столь большими, что бегство одиночного кварка невозможно. За счет этого сильного взаимодействия возникают новые кварк-антикварковые пары, каждый вылетающий кварк «обрастает» ими и в конечном счете из адрона могут вылетать только адроны.

1.3. Элементы квантовой хромодинамики

Теория взаимодействия кварков и глюонов называется квантовой хромодинамикой. Это название отражает сходство в построении КХД и квантовой электродинамики (КЭД), и подчеркивает значение фундаментального свойства «цвет» для рассматриваемых явлений. КХД строится по аналогии с КЭД, но в большей степени является полуэмпирической теорией. В КХД цветовые заряды играют роль, сходную с ролью электрических зарядов в КЭД: испуская и поглощая глюоны, кварки участвуют в сильном взаимодействии, подобно тому, как происходит электромагнитное взаимодействие за счёт обмена виртуальными фотонами, однако между электромагнитным и сильным взаимодействиями имеются значительные различия, в частности, глюоны способны участвовать в сильном взаимодействии. Согласно КХД сильное взаимодействие обладает цветовой симметрией, т.е. оно одинаково для кварков и глюонов разного цвета.

Квантовая хромодинамика хорошо описывает процессы, в которых расстояние между кварками мало и они вследствие асимптотической свободы слабо связаны друг с другом. Но для процессов, в которых кварки находятся друг от друга на расстояниях порядка радиуса адронов, где они сильно связаны друг с другом (например, конфайнмент или адронизация кварков и глюонов), количественное описание сопряжено с огромными трудностями, до настоящего времени не преодоленными. Понятно, что именно такие процессы происходят в большинстве экспериментов по столкновениям адронов.

КХД, рассматривающая кварк-глюонные процессы в их динамике, рисует более сложную картину, чем первоначальная, нерелятивистская модель кварков. В частности, каждый из трех кварков, составляющих барионы, или кварк и антикварк в мезоне (их называют структурными или валентными кварками) согласно КХД является сложной системой. Каждый такой кварк состоит из некоторой «сердцевины» — собственно кварка, носителя всех квантовых чисел (их называют токовыми кварками), и окружающего его облака глюонов и виртуальных кварк-антикварковых пар (последние называются морскими кварками).

Процесс рождения кварков и антикварков, проявляющийся при адронизации — это переход соответствующих пар из виртуального состояния в реальное (другими словами, кварки рождаются из «моря»). Массы структурных и токовых кварков различны. Первые можно определить, полагая массу барионов приближенно равной сумме масс составляющих их трех структурных кварков. Массы токовых кварков рассчитываются на основе КХД. Разность масс структурных и токовых кварков соответствует массе облака глюонов и морских кварков.

Квантовая хромодинамика лежит в основе теории сильного взаимодействия между адронами. Однако получить исходя из КХД количественные характеристики адронных процессов удается лишь в некоторых случаях, о которых будет рассказано ниже.

1.4. Экспериментальные свидетельства существования кварков и глюонов, струи адронов

Кварки и глюоны — частицы цветные, а значит, непосредственно не наблюдаемые. Однако, как сам факт их существования, так и их свойства прямо или косвенно проявляются во множестве явлений. Наиболее наглядно кварки и глюоны «видны» в так называемых струях адронов — узких пучках адронов, образованных при адронизации отдельных кварков или глюонов высокой энергии.

Одним из процессов, ведущих к образованию струй, является аннигиляция $e^+e^- \rightarrow$ адроны при большой энергии. Этот процесс осуществляется в два этапа: сначала рождается пара кварк — антикварк, а затем происходит адронизация этих кварков. Соответствующая диаграмма приведена на рис.

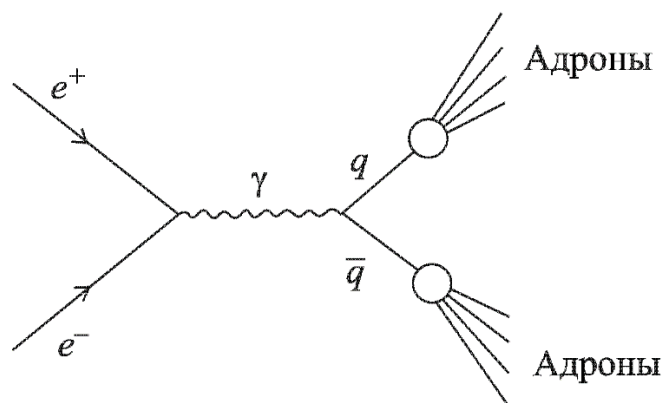


Рис.1. Диаграмма процесса аннигиляции e^+e^- в адроны

Рожденные адроны «помнят», что своим происхождением обязаны паре первичных кварков, и хранят информацию о них. Траектории этих адронов сгруппированы внутри узких конусов вдоль направления движения первичных кварков, а суммарные энергии каждой струи равны энергии этих кварков. В с.ц.м. импульсы рождаемых кварка и антикварка направлены в противоположные стороны, а соответственно, и образуемые ими струи образуют угол $= 180^\circ$.

Оси струй образуют с осью пучка угол Θ . Распределение струй по этому углу зависит от спина начальных кварков. Измерения показали, что это распределение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim 1 + \cos^2 \theta,$$

который свидетельствует, что спин кварков равен 1/2. Аналогичное распределение, но с лучшей точностью было получено и для мюонов (спин 1/2) рождаемых в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Это своего рода контрольный опыт для измерения спина кварков.

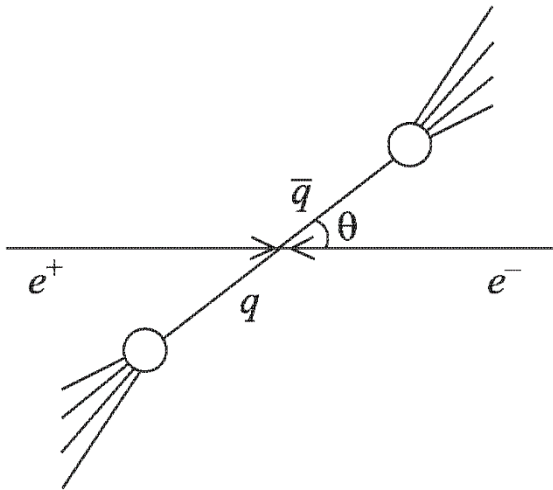


Рис.2. Образование двух струй в e^+e^- -аннигиляции

При очень больших энергиях «первичный» кварк может испустить жесткий глюон, уносящий значительную долю его энергии и способный породить свою струю. Из взаимного углового распределения струй в трехструйных событиях можно определить спин глюона. Он, как и ожидалось, оказался равным 1.

Образование высокоэнергичных струй наблюдается также при глубоконеупругом рассеянии лептонов на нуклонах и в адрон-адронных взаимодействиях. В частности, пары струй, вылетающих под углом к оси первичных пучков, были зарегистрированы в pp-столкновениях. Эти события интерпретируются как упругое рассеяние кварка (или глюона) из протона на антикварке (или глюоне) из антипротона.

Глава 2. Размеры и структура протона

На современном уровне развития физики частиц лептоны можно с достаточной точностью рассматривать как точечные объекты. Такое представление не противоречит ни одному из известных экспериментальных фактов и справедливо по крайней мере до расстояний 10^{-15} см. Адроны же обладают конечными размерами и структурой, экспериментально измеряемыми и исследуемыми.

2.1. Эффективный радиус протона

Представление о размере протона дают полные сечения протон-протонных взаимодействий. В pp-столкновениях при импульсах налетающих протонов > 10 ГэВ/с, где уже не проявляется образование отдельных резонансов, $\sigma_{\text{tot}}(pp) = 4 \cdot 10^{-26}$ см². Отсюда эффективный радиус протона для действия ядерных сил составляет около 10^{-13} см.

Размер области, в которой сосредоточен электрический заряд протона, может быть измерен по упругому рассеянию на протоне электронов высокой энергии. Угловое распределение электронов большой энергии при рассеянии на неподвижном точечном заряде в пренебрежении спином электрона согласно квантовой механике определяется соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta/2)},$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, e — электрический заряд электрона, E — энергия рассеиваемого электрона, θ — угол рассеяния в л. с.

Если же электрический заряд частицы-мишени распределен в некоторой области пространства, то угловое распределение упругого рассеяния меняется, а сечение оказывается меньше сечения рассеяния на точечном заряде. Множитель, определяемый отношением сечений рассеяния на мишени конечных размеров и на точечной, называют фактором.

2.1. Формфактор протона. Упругое рассеяние электронов на протонах

Формфакторы — функции распределения внутри рассеивающей частицы электрического заряда (электрический формфактор) или магнитного момента (магнитный формфактор). Рассеяние частиц, как и многие другие процессы, происходящие в микромире, может быть понято только на основе представлений квантовой теории. Согласно квантовой механике частице с импульсом p соответствует длина волны $\lambda = \hbar/p$. Величина λ , называемая «длиной волны де Бройля», определяет точность, с которой частица может быть локализована в пространстве.

Чем меньше величина λ налетающих электронов, т.е. чем больше их импульсы p , тем лучше их разрешающая способность как зондов для исследования структуры нуклонов. Однако для того, чтобы рассеиваемые электроны детально «прощупывали» структуру нуклона, необходимо, чтобы они не только обладали сами большими импульсами, но и передавали нуклону при рассеянии значительный импульс. Это прямое следствие одного из фундаментальных положений квантовой механики — соотношения неопределенности, устанавливающего взаимосвязь точностей одновременного измерения координат x и импульса p : $\Delta x \Delta p \geq \hbar$.

Первые эксперименты по упругому рассеянию электронов высокой энергии (188 МэВ) на протонах были выполнены Р. Хофстедтером и его сотрудниками в конце 50-х — начале 60-х годов. В этих экспериментах было установлено отличие измеренного углового распределения от ожидаемого для точечной мишени и таким образом измерен формфактор протона. В дальнейшем эксперименты по упругому e -рассеянию были осуществлены в диапазоне энергий электронов до 20 ГэВ. Во всех этих экспериментах пучок электронов падал на жидководородную мишень, а углы вылета и импульсы рассеявшихся электронов измеряли магнитными спектрометрами. Определенным в этих экспериментах формфакторам соответствовал радиус области распределения электрического заряда протона $r_{\text{эф}}(p) = 0,86 \cdot 10^{-13}$ см.

Здесь речь идет о частицах микромира, подчиняющихся квантовым закономерностям. Поэтому адроны не имеют резко очерченных границ (хотя для некоторых процессов при высоких энергиях такое приближение может приводить к достаточно верным результатам). Их можно скорее уподобить некоему облаку (виртуальных частиц), плотность которого плавно спадает к краям. Приведенную величину радиуса протона следует рассматривать как его эффективное значение.

2.3. Глубоконеупругое рассеяние электронов и нейтрино на протонах

В конце 60-х годов в ускорительном центре SLAC (Стэнфорд) под руководством В. Пановского был построен линейный ускоритель электронов длиной две мили. Этот ускоритель открыл для исследований новую область энергий электронов, ускоряя их вплоть до 21 ГэВ. При таких энергиях большая доля ер-столкновений является неупругой, т.е. ведет к рождению новых адронов, в основном пионов (например, $e p \rightarrow e p \pi$ и т.д.). Диаграмма такого процесса приведена на рис. 3.

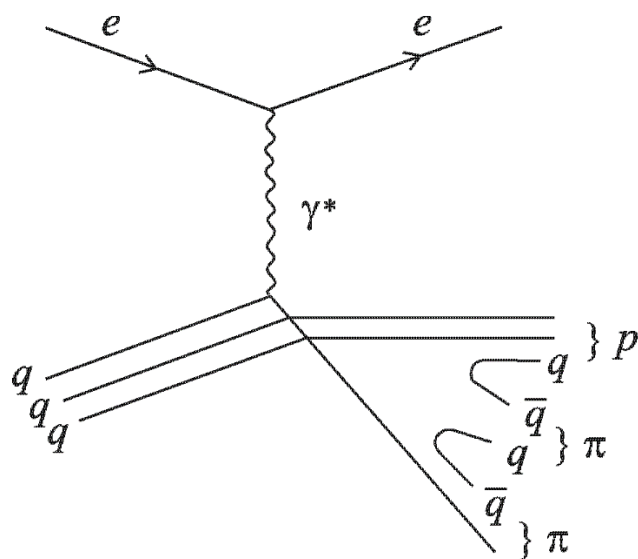


Рис.3. Диаграмма неупругого ер-рассеяния

Электрон с энергией E в неупругом столкновении с протоном передает ему (через виртуальный фотон γ^*) импульс q . При этом электрон, энергия которого становится равной E' , отклоняется на угол θ , а на протоне, получившем дополнительную энергию, рождаются адроны. Чем больше импульсы, передаваемые электронами нуклонам, тем детальнее зондируется их структура. При достаточно больших переданных импульсах происходит множественное рождение адронов, причем с увеличением q растет полная энергия этих адронов. Если она значительно больше массы нуклона, то такой процесс электрон-нуклонного рассеяния называют глубоконеупругим. Он является основным способом исследования структуры нуклонов. Измеряемые при этом глубоконеупругие формфакторы называют структурными функциями.

Типичный спектр энергий электронов, рассеявшихся при столкновении с протонами, показан на рис. 4 (приведенный спектр получен для пучка электронов с энергией 10 ГэВ).

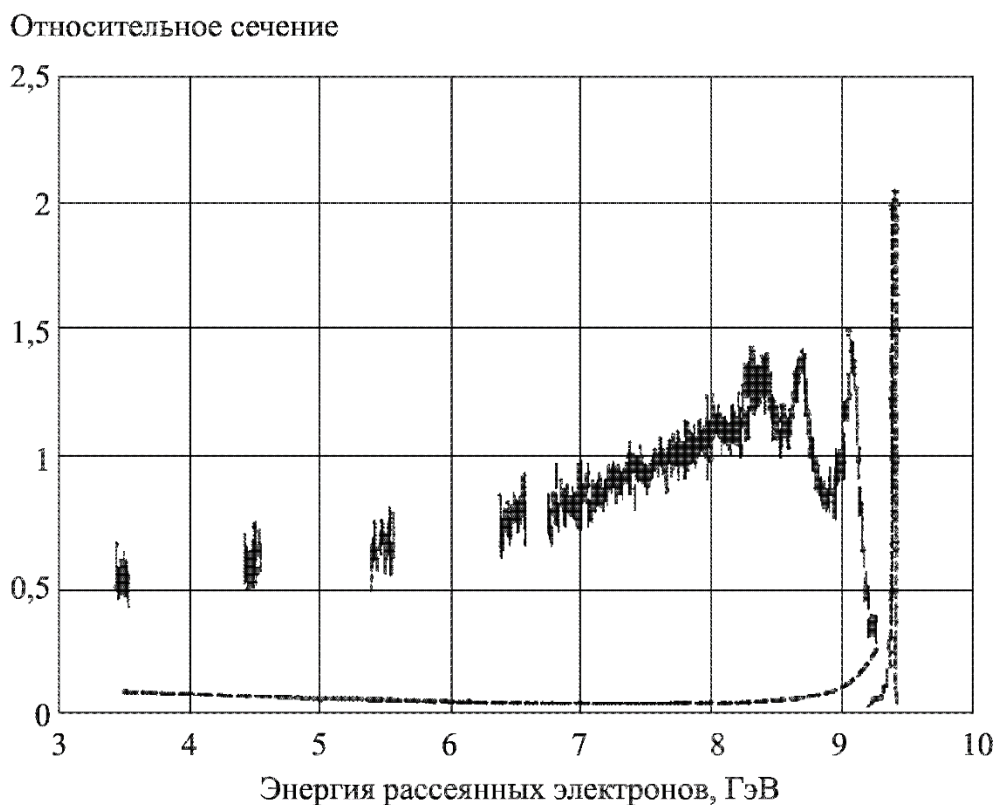


Рис.4. Спектр энергий электронов, рассеявшихся на протонах (энергия первичного пучка электронов 10 ГэВ)

Справа виден узкий пик упругого рассеяния (он уменьшен в пять раз). Далее видны несколько небольших пиков, соответствующих образованию резонансов — возбужденных состояний протона, массы которых известны. Затем идет непрерывный спектр, включающий область глубоконеупругого рассеяния.

С ростом передаваемых импульсов сечение упругого рассеяния, а также образования резонансов быстро уменьшается, поскольку при больших переданных импульсах рассеиваемый электрон взаимодействует только с малой частью протона, тогда как при малых переданных импульсах упругое рассеяние (и образование резонансов) происходит на протоне как целом.

Сечение глубоконеупругого рассеяния с увеличением переданного импульса, в отличие от сечения упругого рассеяния, не уменьшается. Это свидетельствует о том, что глубоконеупругое рассеяние происходит на каких-то элементах внутренней структуры нуклона, имеющих значительно меньшие размеры, чем размер нуклона, т.е. что нуклоны не однородны, а имеют зернистую структуру, причем эти «зерна» в пределах достигнутой точности можно считать точно-подобными.

Р. Фейнман назвал эти составляющие части нуклонов партонами (от английского слова «part» — «часть»). Каждый партон несет некоторую долю x от импульса нуклона ($0 < x < p$). Партонная модель позволила объяснить ряд свойств глубоконеупругого рассеяния и некоторых других инклюзивных процессов.

Дальнейшие исследования показали, что партоны следует отождествить с кварками (как структурными, так и «морскими», т. е. виртуальными кварк-антикварковыми парами), а также с глюонами. Кварк-партонная модель объединяет теоретические и экспериментальные результаты исследований свойств частиц и их взаимодействий.

Таким образом, удалось непосредственно «прощупать» кварки внутри нуклонов. Вследствие асимптотической свободы эти кварки ведут себя как почти независимые друг от друга.

С тех пор исследование структуры адронов и динамики взаимодействия на малых расстояниях с помощью глубоконеупругих процессов ведется систематически. Для этих целей наряду с пучками электронов используют также мюонные пучки.

Создание достаточно интенсивных пучков нейтрино и антинейтрино и больших нейтринных детекторов позволило исследовать также глубоконеупругое νN - и $\bar{\nu}N$ -рассеяние, обусловленное слабым взаимодействием.

Пучки нейтрино на ускорителях высоких энергий создают, давая заряженным пионам распадаться на достаточно большой пролетной базе и затем отфильтровывая в толстых слоях поглотителя все частицы, кроме нейтрино. В зависимости от знака первичных пионов образуются пучки либо нейтрино, либо антинейтрино. Наблюдаемые процессы их глубоконеупругого рассеяния на нуклонах имеют вид

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + X,$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + X,$$

При этом нейтрино взаимодействуют только с d-кварками (или u), а антинейтрино — только с u-кварками (или d):

$$\nu_{\mu} + d \rightarrow \mu^{-} + u,$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + u \rightarrow \mu^{+} + d.$$

Таким образом, комбинируя данные по глубоконеупругому рассеянию нейтрино и антинейтрино на протонах и нейтронах, можно получить распределение по величине x по отдельности u- и d-кварков (eN - и νN -рассеяния определяются суммарным распределением по x всех кварков).

Совокупность данных, полученных при исследовании глубоконеупругого eN -, pN - и $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния, позволяет восстановить спектры величин x всех кварков и антикварков в нуклонах. В частности, было экспериментально доказано, что кварки в нуклонах имеют существенно большие значения x , т. е. обладают большей долей импульса нуклона, чем

антикварки (см. рис. 5).

Отсюда следует, что большие x имеют только структурные кварки, «морю» кварк-антикварковых пар соответствуют только малые x . При этом сумма импульсов всех кварков и антикварков составляет около 50% импульса нуклона. Остальные 50% импульса нуклонов уносят незаряженные партоны, т.е. глюоны.

Глубоконеупругое рассеяние лептонов изучается не только на нуклонах, но и на ядрах. В ходе этих исследований было обнаружено, что структурные функции нуклонов в ядрах и свободных нуклонов различаются, т.е. что кварки «ощущают» окружение «своего» нуклона

другими.

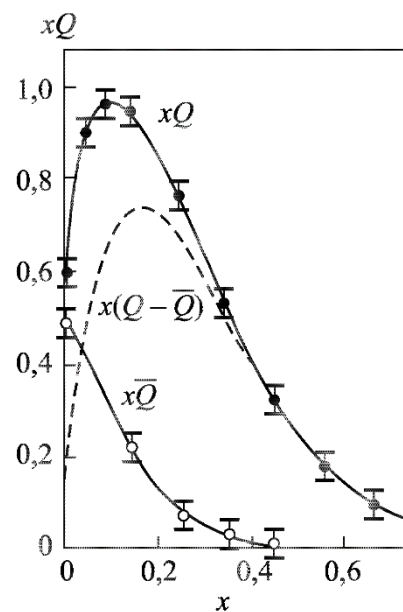


Рис.5. Распределение по переменной x кварков и антикварков в нуклоне

Глава 3. Связанные состояния тяжёлых кварков

3.1. Чармоний

В ноябре 1974 г. две группы физиков, возглавляемые Б. Рихтером и С. Тингом, работавшие в США на разных ускорителях и проводившие разные исследования, сделали одновременно одно и то же открытие. Была открыта совершенно необычная частица, проявившаяся как очень узкий резонанс с массой 3,1 ГэВ, распадающийся на пару e^+e^- , а также на адроны и на пары p^+p^- .

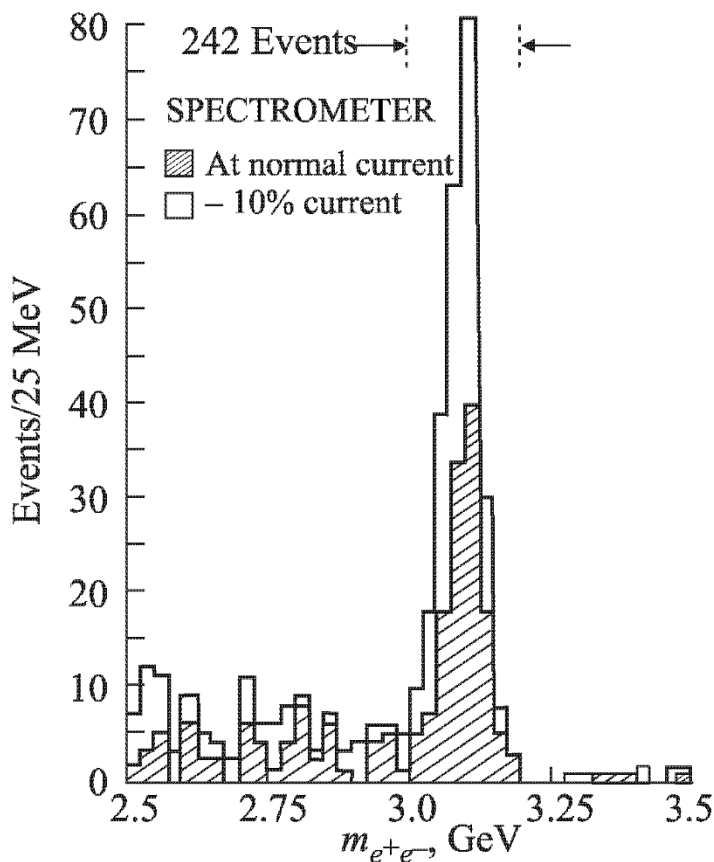


Рис.6. Спектр эффективных масс e^+e^-

Группа Тинга изучала на протонном ускорителе AGS (Брукхейвен) рождение массивных e^+e^- пар протонами на бериллиевой мишени, т.е. процесс $p + B \rightarrow e^+e^-$ (+ что угодно). Полученный результат приведен на рис. 6: в спектре эффективных масс e^+e^- наблюдается узкий максимум при 3,1 ГэВ. Многочисленные контрольные опыты подтвердили, что этот максимум действительно является свидетельством рождения частицы с массой 3,1 ГэВ, распадающейся на e^+e^-

Группа Тинга обозначила эту частицу буквой J, в то время как группа Рихтера обозначила её буквой ψ . Поскольку группы Рихтера и Тинга

обнаружили одну и ту же частицу одновременно, ее стали обозначать двойным символом J/ψ .

Уже вскоре после открытия J/ψ было высказано предположение, что эта частица состоит из c - и \bar{c} -кварков, являясь их связанным состоянием ($c\bar{c}$). Это предположение нашло множество экспериментальных подтверждений. Таким образом J/ψ - мезон, обладающий скрытым очарованием. Экспериментально было обнаружено несколько уровней системы $c\bar{c}$, названной чармонием.

По массам уровней чармония была оценена масса 4-го, c -кварка. Она составляет $\approx 1,5$ ГэВ, что существенно больше массы u -, d - и s -кварков (соответственно $\approx 0,3$ ГэВ для u и d и $\approx 0,5$ ГэВ для s). Чем тяжелее кварки, тем меньше расстояния, на которых они находятся друг от друга (это определяется квантово-механической закономерностью: комптоновская длина волны $\lambda = \hbar/mc$, где m — масса). Поэтому в соответствии с асимптотической свободой взаимодействие между тяжелыми кварками слабее, чем между легкими. Это обстоятельство чрезвычайно существенно для КХД, поскольку оно значительно упрощает численные расчеты процессов с тяжелыми кварками. В частности, оказалось возможным методами КХД рассчитать спектр уровней чармониев, который не только с хорошей точностью совпадал с экспериментальным, но и предсказывал некоторые новые уровни, которые были затем обнаружены.

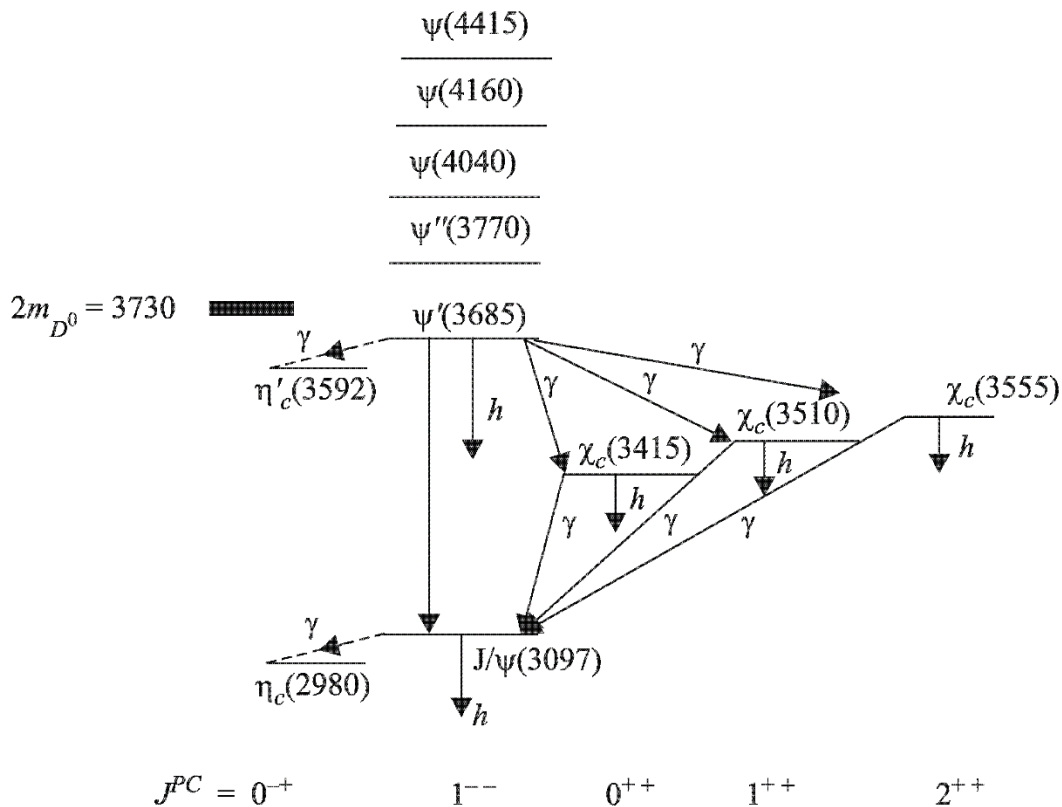


Рис.7. Схема уровней чармония

На рис. 7 показаны различные состояния (уровни) чармония. Видны три группы состояний, обозначенные разными символами. Символом ψ (с указанием массы) обозначены радиальные возбуждения J/ψ . В эту группу входят чармонии, в которых кварки c и \bar{c} находятся в S-состоянии (орбитальный момент их относительного движения $l = 0$), а их спины направлены в одну сторону и, соответственно, складываются. Таким образом, полный спин этих состояний, $J = 0 + 1/2 + 1/2 = 1$. Символом η_c , обозначен чармоний, в котором c - и \bar{c} -кварки находятся также в S-состоянии ($l = 0$), но спины c и \bar{c} антипараллельны и суммарный спин равен 0.

Символами χ обозначены чармонии, в которых $l = 1$ (P-состояние). Для них спин J является векторной суммой орбитального момента относительного движения l и спинов обоих кварков. Соответственно, спин χ -частиц принимает значения, $J = 0, J = 1, J = 2$.

Стоит отметить, что открытие J/ψ , блестяще подтвердившее основанные на кварковой модели теоретические предсказания, явилось решающим экспериментальным доказательством кварковой модели. До тех пор эта модель, успешно описывавшая широкий круг явлений и привлекавшая своей простотой и изяществом, основывалась лишь на косвенных экспериментальных данных, прямых доказательств существования кварков не было (некоторые физики в то время рассматривали даже кварки лишь как удобный способ описания, а не как реально существующие структурные элементы материи). После открытия J/ψ вопрос о справедливости основных положений кварковой модели и о реальности кварков уже не возникал.

3.2. Ботомоний

После открытия c -кварка и определения его электрического заряда стало естественным сгруппировать кварки в дублеты, которые образуют поколения кварков. Напрашивался вопрос: существуют ли ещё другие кварки?

С целью поиска ответа на этот вопрос Л. Ледерман и его коллеги исследовали спектр масс тяжелых p^+p^- пар, рожденных на ядрах 400 ГэВ-ными протонами ускорителя ФНАЛ. Группа Ледермана в 1977 г. обнаружила максимум при массе p^+p^- пар вблизи 9,5 ГэВ. Более детальный анализ привел к выводу, что имеются два максимума, которые были обозначены Y (ипсилон) и Y' . Эти максимумы были интерпретированы как проявление основного и возбужденного связанных состояний нового тяжелого кварка и его антикварка.

В 1978 г. на e^+e^- -коллайдере DORIS в DESY (Германия) было обнаружено сначала рождение Y , а затем, после увеличения достигаемой на коллайдере

энергии, — также и Υ' . Образование этих частиц проявлялось в виде узких пиков сечения рождения адронов в e^+e^- -столкновениях при энергиях, соответствующих массам Υ и Υ' .

На рис. 8 представлены как результаты группы Ледермана (1977 г.), так и результаты, полученные позднее на DORIS.

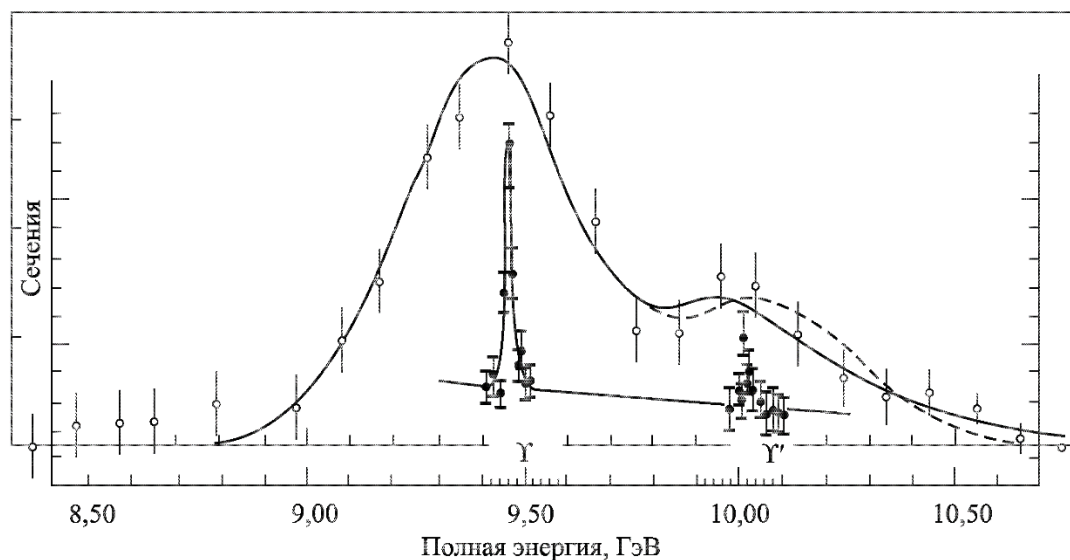


Рис.8. Наблюдение Υ и Υ' : \circ — FNAL (1977 г.), \bullet — DESY (1978 г.)

Новый кварк, связанными состояниями которого являются Υ и Υ' , был обозначен символом b , который расшифровывали двояко: либо романтически («beauty» — «красота, прелесть»), либо прозаически («bottom» — «низ»).

Связанное состояние b -кварка и \bar{b} -кварка было названо ботомонием (по аналогии с названием чармоний для состояний $c\bar{c}$).

Ботомонии во многом сходны с чармониями. Это проявляется, в частности, в сходстве уровней их возбужденных состояний (см. рис. 9).

Ботомонии также составляют несколько групп уровней, обозначаемых разными символами. Символом Υ (с указанием массы или квантовых чисел) обозначены ботомонии с теми же квантовыми числами, что и J/ψ и ψ .

Состояния ботомония χ_b и η_b соответствуют чармониям χ_c и η_c .

Открытие чармония и ботомония, которые распадаются соответственно на пары мезонов $D\bar{D}$ и $B\bar{B}$, позволило использовать их как источники D - и B -мезонов. Исследования по физике c - и b -кварков осуществляется главным образом на D - и B -мезонах, прежде всего благодаря возможности рождения большого их количества на e^+e^- -коллайдерах.

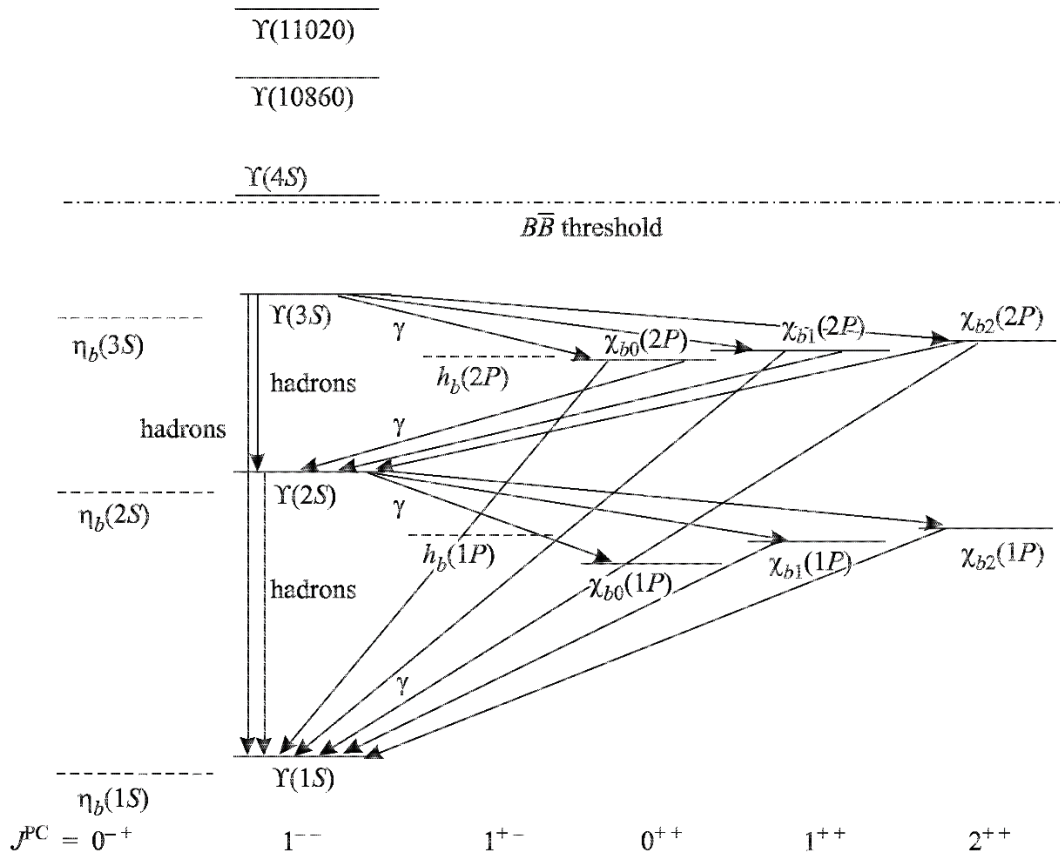


Рис.9. Схема уровней ботомония

Заключение

Как было сказано во введении, представления о структуре нуклонов напрямую отражает наши знания о структуре окружающего нас мира, поэтому одной из важнейших задач физики частиц является дальнейшее развитие и уточнение этих знаний. Физика 20-го и первого десятилетия 21-го веков дала основополагающие представления о составных элементах материи, определив сначала строение ядра, а затем продвинувшись вглубь строения образующих его частиц, создала кварковую и партонную модели, получившие практическое применение в описании тяжелых адронов. Эти достижения современной физики частиц наглядно обобщаются в данной работе.

Но несмотря на проделанную физиками 20-го и первого десятилетия 21-го веков масштабную работу по изучению протона, многие вопросы касательно его структуры остаются неясными. Каким количественным закономерностям подчиняются взаимодействующие партоны внутри протона? Что именно происходит в процессе адронизации? Что происходит внутри протона при попытке преодолеть конфайнмент? Являются ли кварки точечными или же состоят из более элементарных структурных элементов? Ответы на эти и многие другие вопросы о структуре протона и других адронов предстоит найти физикам 21-го века.

Кроме того, знание состава протона и взаимодействий между его структурными элементами необходимо для описания процессов, происходящих при столкновениях протонов высоких энергий. Именно в таких столкновениях идёт поиск процессов, свидетельствующих о сигналах «новой физики». Это ещё одна причина, обуславливающая и без того насущную необходимость дальнейшего изучения структуры протона и развития кварк-партонной модели.

Список использованной литературы:

1. Любимов А., Киш Д. Введение в экспериментальную физику частиц. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.
2. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. М.: Мир, 1987.
3. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
4. Сарычева Л.И. Физика фундаментальных взаимодействий. М.: КДУ, 2008.
5. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 2. Физика элементарных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1993.