

Изучение спиновой структуры протона и дейтрона на коллайдере NICA.

CASTRO

31.08.2021 v1.0

Данные поляризационных экспериментов часто оказывались могилой популярных теорий. Дай теоретикам волю, они вообще бы запретили такие эксперименты из инстинкта самосохранения.

Дж..Д. Бьоркен, 1987

Аннотация

В данном обзоре я попытался простым языком и без использования сложных формул, несколько пожертвовав строгостью в пользу наглядности изложения, описать современное положение дел в понимании внутренней структуры нуклонов и ядер, в особенности, связанной с природой спина, а также о возможностях её изучения на установке SPD коллайдера NICA, создаваемого в Объединённом институте ядерных исследований (Дубна).

Кварк-партонная модель адронов

В середине прошлого века ускорители стали основным инструментом молодого научного направления – физики элементарных частиц. В 1953 году ускоритель "Космотрон" разогнал протоны до энергии 3.3 ГэВ. Уже в следующем году на другой американской машине, получившей название "Беватрон", была достигнута энергия 6.2 ГэВ. Именно на нём был открыт антипротон (Э. Дж. Сегре, О. Чемберлен, нобелевская премия 1959 года). В 1957 году в Объединённом институте ядерных исследований (СССР, Дубна) вступил в строй "Синхрофазотрон", разгоняющий протоны уже до 10 ГэВ. А всего через два года протонный синхротрон PS (ЦЕРН, Женева) поднял энергию сразу до 28 ГэВ. Рост доступных на ускорителях энергий привёл к тому, что к началу 60х годов число открытых частиц стало исчисляться десятками. Зародилось обоснованное подозрение, что вряд ли все они являются одинаково фундаментальными. Была предпринята увенчавшаяся успехом попытка из соображений различных симметрий построить модель, где множество частиц, участвующих в сильном взаимодействии, адронов, построено из небольшого числа (на тот момент трёх) более фундаментальных частиц с дробным электрическим зарядом, получивших название кварков. Гипотеза кварков была выдвинута в 1964 году М. Гелл-Манном (нобелевская премия 1969 года) и, независимо, Дж. Цвейгом. Так, например, протон в этой, как мы сейчас её называем, наивной кварковой модели состоял из двух u и одного d -кварка, нейтрон – из двух d и одного u -кварка.

Одновременно с поиском новых частиц шли первые эксперименты по изучению структуры нуклонов и ядер. Так в эксперименте по упругому рассеянию электронов с энергией 0.8 ГэВ на протонной мишени Хофштадтер в 1957 году впервые установил размер протона. Было установлено, что протон не является точечным объектом, а его среднеквадратичный электрический радиус, характеризующий пространственное распределение заряда, составляет 0.74 ± 0.24 фм. За это открытие Хофштадтер был удостоен в 1961 году нобелевской премии¹. В 60-е годы эксперименты по глубоконеупругому рассеянию электронов на протоне показали, что при высоких энергиях рассеяние электронов происходит на **точечных** объектах внутри протона, имеющих заряды $+2/3$ и $-1/3$. Р.

¹Несмотря на это, история с размером протона не закончена до сих пор. Среднеквадратичный радиус протона, измеренный в упругом $e - p$ рассеянии систематически отличается на $\sim 5\%$ от такового, измеренного спектрометрическими методами в атоме водорода, где электрон был заменён на мюон – точечную частицу в 207 раз тяжелее.

Фейнман назвал эти объекты **партонами**. На рубеже 70х была сформулирована теория сильных взаимодействий – квантовая хромодинамика (КХД), которая описывает взаимодействие кварков путём обмена виртуальными глюонами – квантами сильного взаимодействия. Фейнмановские партоны были окончательно отождествлены с кварками и глюонами. В настоящее время известно 6 кварков, основные свойства которых приведены в Таблице 1. Что касается размера этих объектов, то по имеющимся на сегодняшний день данным их размер заведомо не превышает 0.001 фм, что более чем на два порядка меньше размера протона.

Таблица 1: Кварки и их свойства.

Кварк	Название	Заряд, e	Масса, МэВ
u	верхний	+2/3	2.2
d	нижний	-1/3	4.7
s	странный	-1/3	93
c	очарованный	+2/3	1.27
b	прелестный	-1/3	4.18
t	истинный	+2/3	173

На момент создания КХД уже имелась отлично себя зарекомендовавшая квантовая теория взаимодействий – квантовая электродинамика (КЭД), описывающая взаимодействие электрических зарядов через обмен виртуальными квантами электромагнитного поля – фотонами. Однако, применить напрямую наработки КЭД для создания теории сильных взаимодействий не вышло. Во-первых, сильных зарядов, получивших название "цвет", оказалось не два, как в случае электромагнитного взаимодействия, а три. Во-вторых, сам глюон оказался носителем цветового заряда, а значит был способен испускать (и поглощать) глюоны, в то время, как фотон электрического заряда не имеет. Аналогом подобного поведения глюона в КЭД мог бы служить свет, испускающий свет. Такое свойство глюона приводит к тому, что кварк оказывается окружён глюонной шубой, которая как бы усиливает его цветовой заряд, собственно, и делая тем самым сильное взаимодействие сильным. Кроме того, глюоны способны превращаться в кварк-антикварковые пары, которые являются ещё одним важным участником обсуждаемых далее процессов. Для практических вычислений вероятностей тех или иных процессов в микромире в рамках квантовой теории поля обычно используются подход теории возмущений (метод диаграмм Фейнмана), сводящийся к разложению вычисляемой величины, определяющей вероятность того или иного процесса, в бесконечный ряд по степеням константы взаимодействия. Константа электромагнитного взаимодействия $\alpha_e \approx 1/137$ достаточно мала, поэтому такой ряд быстро сходится и буквально первых одного-двух членов ряда достаточно, чтобы иметь точность вычислений на уровне долей процента. Константа же сильного взаимодействия, α_s из-за глюонной шубы, окружающей кварки, на масштабе характерного размера адронов (~ 1 фм) имеет величину порядка единицы: $\alpha_s \sim 1$, что делает невозможным применение метода фейнмановских диаграмм на таких масштабах, поскольку ряд попросту перестаёт сходиться. При этом, если мы приблизимся к кварку ближе, пройдя сквозь его глюонную шубу, то константа сильного взаимодействия уменьшится. На масштабе 0.001 фм она составляет уже всего лишь 0.1, что обеспечивает быструю сходимость ряда и делает возможным использование методов теории возмущений. Из вышесказанного вырисовывается очень важное следствие: если в случае электромагнитной системы (скажем, атома водорода), все её свойства с высокой точностью могут быть строго выведены из исходных положений КЭД, то **в случае системы, построенной на основе сильного взаимодействия (например, протона), современные математические методы не позволяют установить её свойства из первых принципов**. То есть, мы не можем, записав и аналитически решив базовые уравнения квантовой хромодинамики, установить его массу, размер, внутреннюю структуру, распределение заряда, магнитный момент и т. д. Некоторый оптимизм внушает быстрое развитие численных методов, так называемых решёточных вычислений, однако, эти методы делают лишь первые шаги и годятся, скорее, для качественного анализа свойств сильных процессов, нежели для точного количественного описания. Поэтому именно эксперимент остаётся главным источником знаний о свойствах сильного взаимодействия и построенных на его основе систем.

Значительная величина константы сильного взаимодействия α_s на больших масштабах приводит к удержанию кварков и глюонов внутри адронов – явлению, получившему название **конфайнмента**. Если мы попробуем, скажем, ”вытащить” u -кварк из протона, то удерживающая его сила будет быстро нарастать подобно силе, действующей на пружину при попытке её растянуть. И как только энергия, запасённая в нашей ”пружине”, превысит энергию покоя π -мезона, кварк-глюонное поле перестраивается таким образом, что вместо свободного u -кварка и дикварка ud мы получим, например, нейтрон с кварковым составом udd и π^+ -мезон $u\bar{d}$. Следует отметить, что конфайнмент является исключительно экспериментальным фактом и не является строго доказанным следствием базовых положений КХД. Малость же константы α_s на масштабах, много меньших характерного размера протона, приводит к тому, что внутри протона партоны можно рассматривать как почти не взаимодействующие между собой объекты, что получило название **асимптотической свободы**.

Здесь хотелось бы сказать несколько слов о массе протона. После экспериментального обнаружения в 2012 году бозона Хиггса и последовавшей за этим лавины не всегда качественной научно-популярной информации в сознании обывателя прочно укоренилась мысль, что именно механизм Хиггса ответствен за наделение массой всей видимой материи. На самом же деле, это совершенно неверно. Взаимодействие с полем Хиггса, действительно, наделяет массой кварки. Однако, масса трёх кварков, из которых согласно наивной кварковой модели состоит протон, составляет менее 10 МэВ, в то время как масса протона – 938 МэВ. Очевидно, что вклад механизма Хиггса в массу протона ничтожно мал. Согласно численным расчётам на решётках механизм Хиггса в том или ином виде отвечает менее чем за 10% массы протона. Остальная же масса – это кинетическая энергия релятивистского движения кварков и глюонов внутри протона и, в ещё большей степени, потенциальная энергия глюонного поля. Хотя такое разделение вкладов является в некоторой степени модельно зависимым, нет сомнений, что **масса протона определяется, в основном, глюонами, а вовсе не кварками**.

Функции партонных распределений

Итак, как мы с вами уже выяснили, внутри протона присутствуют три кварка, появившиеся впервые в наивной кварковой модели, которые называют **валентными**. Они как бы составляют костяк протона, определяя, как мы увидим дальше, многие важные его свойства в покое и при невысоких

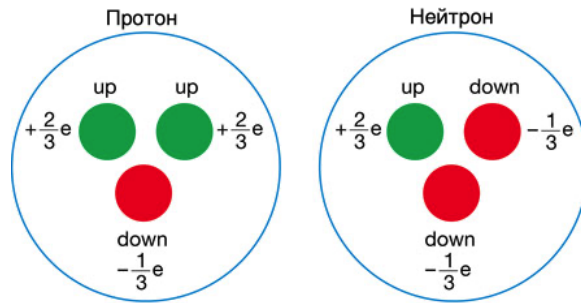


Рис. 1: Протон и нейтрон в наивной кварковой модели.

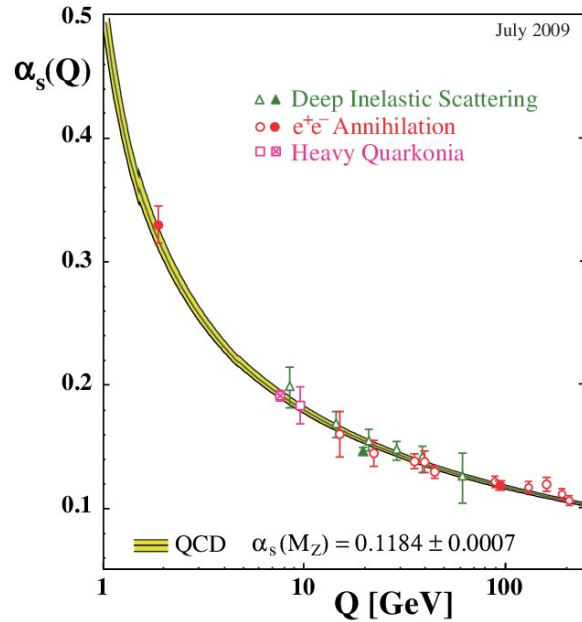


Рис. 2: Зависимость константы сильного взаимодействия от энергетического масштаба $Q = \hbar/r$.

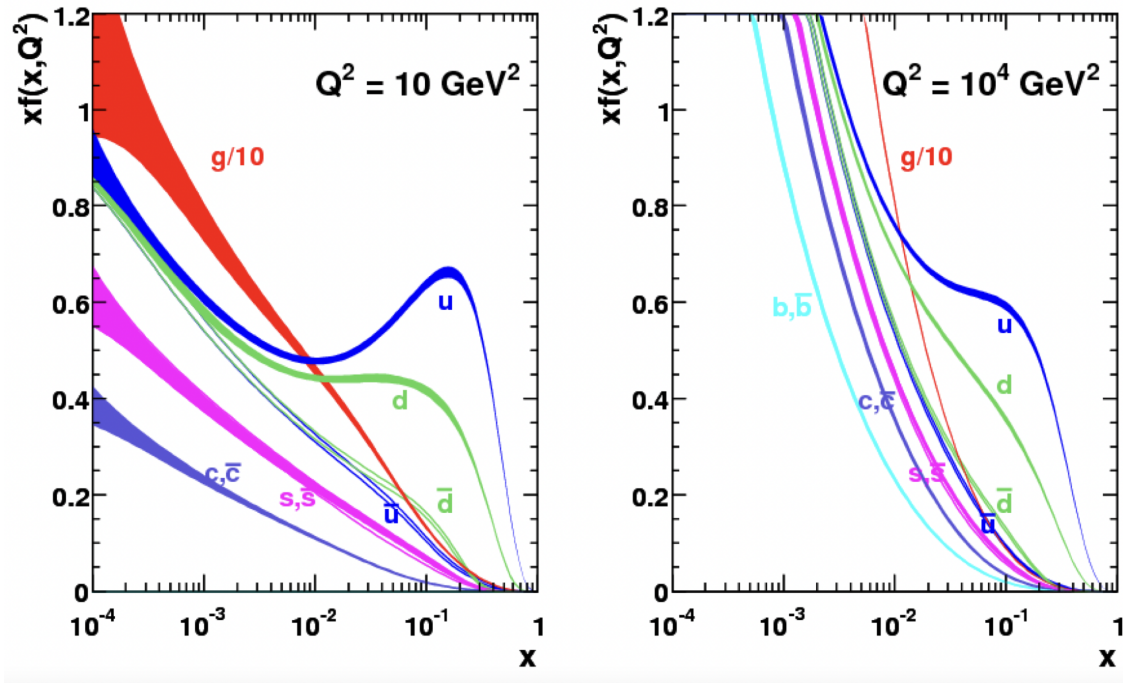


Рис. 3: Функции партонных распределений протона для $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 = 10^4 \text{ ГэВ}^2$.

энергиях. Кроме них там присутствуют глюоны и кварк-антикварковые пары, которые получили название **морских**. При этом, общее число заключённых в протоне кварков и глюонов не является строго определённым. Эти объекты не являются уникальными, рождаясь из физического вакуума и исчезая в нём, а также превращаясь друг в друга. Мы можем говорить только о вероятности, "пощупав" протон тем или иным пробником на энергетическом масштабе Q (обычно говорят о квадрате переданного в реакции 4-импульса Q^2), "встретить" там тот или иной партон (кварк, антикварк или глюон), который несёт долю x импульса протона (тут мы пока сознательно пренебрегаем движением партонов в направлении, перпендикулярном направлению импульса протона). Набор таких функций плотности вероятности носит название **функций партонных распределений**. При этом, функции эти $f(x, Q^2)$ **универсальны**, они не зависят от используемого нами пробника и от вида взаимодействия, которым мы "щупаем" внутреннюю структуру протона. Это может быть заряженный лептон (электрон или мюон), взаимодействующий с заряженными партонами электромагнитным образом. Исторически именно такие эксперименты дали нам львиную долю всей информации о кварковых распределениях. Это может быть кварк или глюон другого адрона, сталкивающегося с нашим протоном. Здесь партоны взаимодействуют, в основном, посредством сильного взаимодействия. В этом случае можно напрямую получить данные о свойствах глюонов, которые не несут электрического заряда и не участвуют в электромагнитном взаимодействии. Пробником может служить даже нейтрино, участвующее только в слабом взаимодействии.

На Рис. 3 показаны функции партонных распределений для двух масштабов $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ и $Q^2 = 10^4 \text{ ГэВ}^2$. Прежде всего, мы видим отличие соответствующих распределений для валентных кварков u и d от остальных – именно эти распределения доминируют в области $x > 0.1$. С другой стороны, мы видим, что при росте Q^2 общий вклад валентных кварков уменьшается, в то время как морские кварки и глюоны начинают играть всё большую роль. Следует отдельно обратить внимание, что вклад глюонов показан уменьшенным в 10 раз. На самом деле, при больших значениях Q^2 именно **глюоны несут почти половину импульса протона**. Важно подчеркнуть, что хотя мы не умеем получать партонные распределения непосредственно из уравнений КХД и главным источником информации является эксперимент, мы, тем не менее, можем, имея набор партонных распределений для одного значения Q^2 пересчитать их для другого Q^2 , основываясь на свойствах взаимодействия кварков и глюонов, выражающихся в так называемых уравнениях эволюции.

Итак, что же происходит при столкновении двух протонов высокой энергии? По большей части

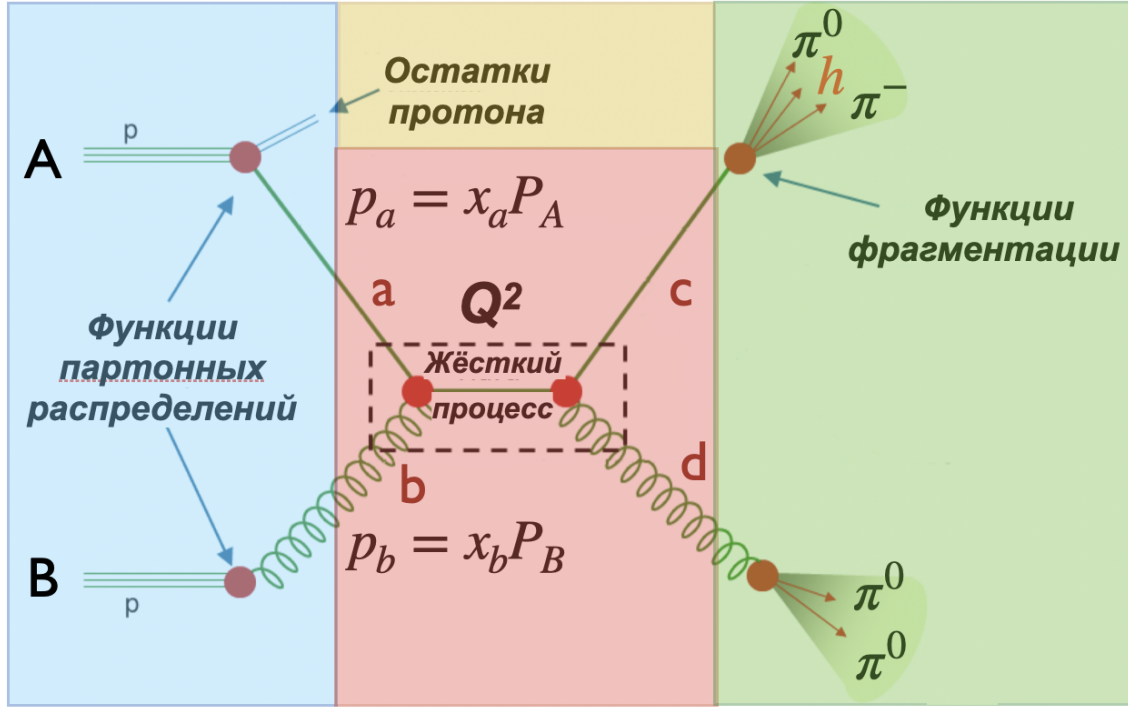


Рис. 4: Жёсткое взаимодействие сталкивающихся протонов.

протоны сталкиваются внешними областями своих глюонных шуб, "ключья" которых превращаются в новые частицы. В таких столкновениях партоны не проявляют себя как отдельные объекты. Эти столкновения называют мягкими. Но в небольшой доле процессов, называемых **жёсткими**, отдельные партоны одного протона взаимодействуют с отдельными партонами второго с передачей друг другу значительной энергии. В рамках кварк-партонной модели для описания жёсткого процесса используется так называемая теорема о факторизации, которая говорит о том, что этот самый сложный процесс можно разбить на три независимых этапа.

Первый этап – это выход на жёсткое взаимодействие партонов. Два протона, которые можно представить как встречные потоки партонов, перекрываются и один из партонов первого протона готов испытать жёсткое взаимодействие с партоном из второго протона. Этот этап полностью определяется структурой протона, а функции партонных распределений позволяют количественно оценить вероятность взаимодействия тех или иных партонов. Как правило, жёсткое взаимодействие испытывает только одна пара партонов, хотя при очень высоких энергиях становятся значимыми и мультипартонные взаимодействия.

Второй этап – это, собственно, жёсткое рассеяние партонов. Оно может быть упругим, когда тип участвующих партонов не изменился, а может быть и неупругим, когда в конечном состоянии партоны уже не те же самые, что в начальном (более того, в конечном состоянии могут появиться также лептоны, фотоны и т.д.). Так на Рис. 4, иллюстрирующем теорему о факторизации, в качестве жёсткого рассеяния выступает упругое рассеяние глюона одного протона на кварке другого. Поскольку жёсткое рассеяние соответствует большим значениям Q^2 , его сечение может быть рассчитано аналитически в рамках КХД.

Третий этап – это адронизация. На этом этапе все партоны, как пережившие жёсткое рассеяние, так и те, которые его не испытали (непрореагировавшие остатки), превращаются в те или иные адроны. Свойства этого процесса тоже определяются малыми значениями Q^2 и могут быть получены только из экспериментальных данных. Обычно процесс адронизации описывается в терминах функций фрагментации, описывающих вероятность для некоторого партона стать в итоге частью того или иного адрона.

Таким образом, теорему о факторизации, позволяющую вычислить сечение взаимодействия адронов (сказанное выше справедливо не только для протонов), можно представить следующим схе-

матическим образом:

$$\sigma_{AB \rightarrow hX} \sim \overbrace{[\text{Структура адронов}]}^{\text{”Мягкий” этап}} \underbrace{[\text{Взаимодействие партонов}]}_{\text{”Жёсткий” этап}} \overbrace{[\text{Адронизация партонов}]}^{\text{”Мягкий” этап}}.$$

Следует отметить, что теорема о факторизации хорошо работает лишь при больших энергиях, где адроны, двигаясь с околосветовыми скоростями, заведомо являются ультрарелятивистскими объектами. Она заведомо неприменима на низких энергиях, когда кварк-глюонные степени свободы в адронах попросту не проявляются.

Как же партонные распределения могут быть извлечены из экспериментальных данных по протон-протонным или лептон-протонным столкновениям? Для этого измеряются вероятности (сечения) реакций с тем или иным конечным состоянием, которое можно легко связать с процессами, происходящими на партонном уровне. Например, регистрируя рождение K -мезонов, частиц, содержащих валентный s -кварк, с энергией, самой большой среди всех вторичных частиц, мы можем предположить, что этот s -кварк был непосредственным участником жёсткого рассеяния партонов. Надёжным признаком жёсткого взаимодействия глюонов является рождение тяжёлых кваркониумов – мезонов, состоящих из кварк-антикварковых пар $c\bar{c}$ или $b\bar{b}$. Однако, в настоящее время данные одного-единственного эксперимента редко используются для извлечения партонных распределений. Обычно одновременно учитывают данные многих экспериментов в разных диапазонах по энергии с разными изучаемыми процессами, используют также взаимосвязи между распределениями для разных партонов и извлекают из такого глобального анализа сразу весь набор партонных распределений.

Партонные распределения и ядерные эффекты

Мы привыкли рассматривать нуклоны, протоны и нейтроны, как универсальные строительные кирпичики атомных ядер. И интуитивно кажется, что партонные распределения нуклонов не должны зависеть от того, какое ядро мы из них построили. Однако, на самом деле это не так. **Кварки и глюоны внутри нуклонов ”знают” в каком ядре находится нуклон.** Явление ядерной модификации партонных распределений было открыто в 1983 году коллаборацией ЕМС (ЦЕРН) и получило название **ЕМС-эффекта**. На Рис. 13 показано отношение сечений глубоконеупругого рассеяния на ядрах железа и меди к соответствующему сечению для дейтрона с учётом поправки на соотношение числа протонов и нейтронов. Сечение такого процесса пропорционально сумме партонных распределений для всех кварков, взятых с весом, пропорциональным квадрату заряда соответствующего кварка. Очевидно, что в случае отсутствия каких-либо ядерных эффектов отношение, приведённое на рисунке, было бы тождественно равно единице. Величина ЕМС-эффекта (а это, прежде всего, наклон отношения в области $0.2 < x < 0.7$ пропорциональна числу нуклонов в ядре. Казалось бы, ничего неожиданного в существовании ЕМС-эффекта нет. Даже в случае построенной из одинаковых кирпичей стены, мы понимаем, что кирпичи, лежащие в основании, подвержены большей нагрузке и деформации, чем кирпичи лежащие выше, то есть, по своим свойствам это не те же самые кирпичи. Что помимо кирпичей стена состоит ещё и из скрепляющего их раствора. С другой стороны, энергия связи нуклонов в ядре составляет всего несколько МэВ в пересчёте на один нуклон, что, как минимум, на два порядка меньше того энергетического масштаба, на котором мы сталкиваемся с проявлением ЕМС-эффекта. То есть, влияние ядерных модификаций можно было бы ожидать на субпроцентном уровне, в то время как наблюдаемый эффект достигает десятков процентов.

Различные подходы привлекались для объяснения ЕМС-эффекта: учёт переносчиков сильного взаимодействия между нуклонами, изменение их свойств эффективным внешним полем и т. д. В настоящее время одно из наиболее перспективных объяснений основывается на гипотезе так называемых короткодействующих корреляций – совместного движения двух (или более нуклонов) при расстоянии между ними заметно меньшем среднего расстояния между нуклонами в ядрах (1.7 фм). Такие корреляции приводят к локальным скачкам плотности ядерного вещества и даже образованию на короткое время многокварковых состояний. Однако, пока ещё точку в вопросе о природе ЕМС-эффекта ставить рано.

Следует особо отметить, что в результате ядерных эффектов в ядре появляются **партоны с $x > 1$** . На самом деле этот, казалось бы, совершенно невозможный факт, что один кварк или глюон несёт импульс больший, чем целый отдельный нуклон, не противоречит законам сохранения, которые безукоризненно выполняются для ядра в целом.

Структура спина нуклона

Из классической механики мы знаем, что тело, вращающееся относительно некоторой оси, обладает моментом импульса, часто называемым орбитальным моментом. Если такое тело обладает зарядом, то этому моменту импульса будет сопутствовать ещё и магнитный момент, то есть, такое тело будет являться своего рода магнитом. Квантовая механика говорит, что частица может обладать ещё и **собственным моментом импульса – спином**, который не связан с её движением (перемещением или вращением) как целого. Таким образом, в общем случае, полный момент импульса частицы складывается векторным образом по правилам квантовой механики из её собственного и орбитального моментов. И спин, и орбитальный момент квантуются, причём минимальный квант момента импульса равен $\hbar/2$. Нуклоны и кварки имеют спин $1/2$ (далее мы будем исчислять его в единицах $\hbar$), в то время как спин глюонов равен единице. Единичный спин имеет и простейшая ядерная система – дейтрон.

Теперь протон перестал быть для нас просто шариком. Появилось выделенное направление – направление вектора спина протона. Мы будем называть протон продольно поляризованным, если спин направлен вдоль импульса, и поперечно поляризованным, если спин перпендикулярен импульсу. Пучки протонов, где спины протонов имеют преимущественную ориентацию относительно направления движения пучка, называют поляризованными. Величина

$$p = N_+ - N_-, \quad (1)$$

где N_+ и N_- – доли протонов, спин которых ориентирован в одном и противоположном направлении, соответственно, характеризует степень поляризации пучка.

Первые теоретические модели, пытавшиеся описать свойства адронных взаимодействий, почти единодушно утверждали, что зависимость динамики адронных взаимодействий от поляризации взаимодействующих частиц падает с ростом энергии, и, в конечном итоге, при достаточно высоких энергиях ей можно пренебречь вовсе. Однако, уже в 70-е годы было обнаружено весьма заметное проявление спиновых эффектов при высоких энергиях. С тех пор поляризационные эксперименты

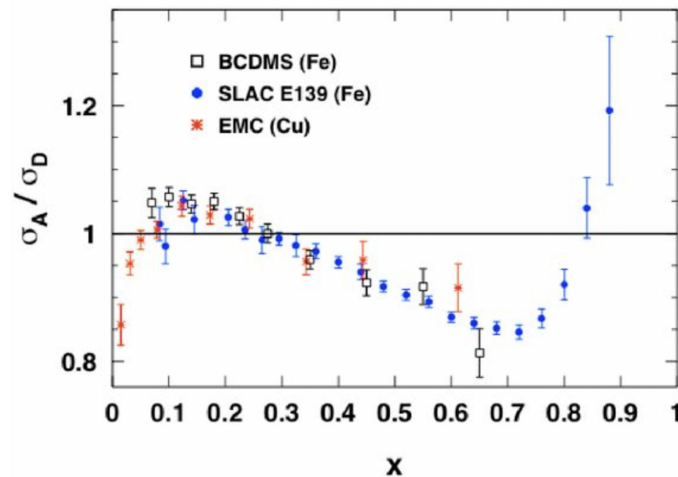


Рис. 5: Отношение сечений глубоководного рассеяния на ядрах железа и меди к соответствующему сечению для дейтрона с учётом поправки на соотношение числа протонов и нейтронов.

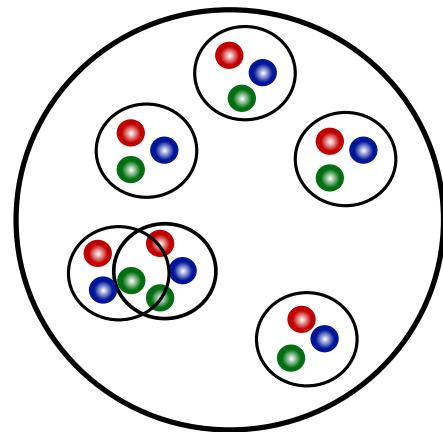


Рис. 6: Скоррелированная пара нуклонов в ядре.

являются полигоном для жёсткой проверки различных теоретических моделей и интерес к подобного рода исследованиям только растёт.

Поскольку протон является объектом со сложной внутренней структурой, то его спин определяется как вкладом спинов кварков ($\Delta\Sigma$) и глюонов (ΔG), так и их орбитальных моментов (L_q и L_g):

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g. \quad (2)$$

В наивной кварковой модели, где протон состоит лишь из трёх валентных кварков, орбитальные моменты которых равны нулю, ситуация предельно проста: векторы спинов двух кварков направлены в одну сторону, третьего – в противоположную, как это показано на Рис. 7 слева:

$$\vec{\frac{1}{2}} = \vec{\frac{1}{2}} + \vec{\frac{1}{2}} - \vec{\frac{1}{2}}.$$

То есть, $\Delta\Sigma = 1$, а остальные вклады равны нулю.

В современной же кварк-партоновой модели, как мы помним, число партонов в протоне не является фиксированным. Поэтому мы можем говорить лишь о вероятности встретить в протоне кварк или глюон с той или иной ориентацией спина. Это приводит к необходимости ввести два новых набора функций партоновых распределений, которые получили название "спиральность" (helicity) и "трансверсальность" (transversity). Принцип их построения показан на Рис. 8. Пусть мы имеем продольно поляризованный (то есть, спин его ориентирован вдоль или против направления движения) протон. Пусть $f_+(x)$ – вероятность найти в протоне партон, несущий долю импульса x , спин которого направлен с ту же сторону, что и спин протона, а $f_-(x)$ – в противоположную. Тогда спиральное партоновое распределение представляется как разность этих вероятностей:

$$\Delta f(x) = f_+(x) - f_-(x).$$

Экспериментально определить функцию $\Delta f(x)$ можно сравнивая сечения взаимодействия исследуемого продольно поляризованного с другой продольно поляризованной налетающей частицей (например, другим протоном) для случаев, когда их спины ориентированы в том же $(++, --)$ и

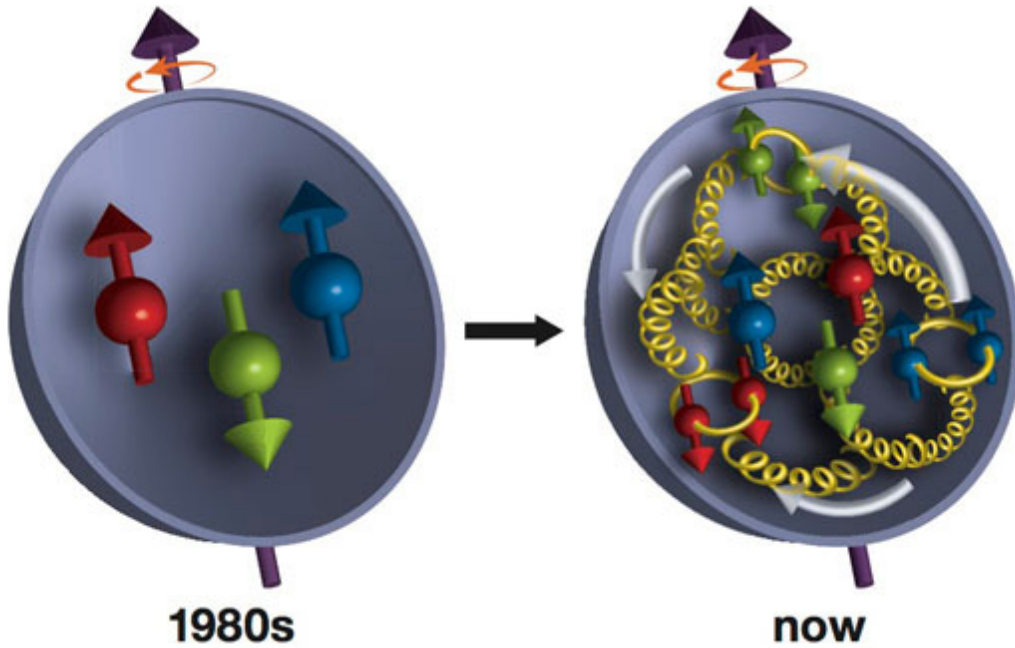


Рис. 7: Схематичное изображение спиновой структуры протона в наивной кварковой модели (слева) и в современной кварк-партоновой модели (справа).

противоположном $(+,-,-,+)$ направлении. То есть измеряя двойную продольную спиновую асимметрию:

$$A_{LL} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-}},$$

которая содержит вклады, пропорциональные функциям $\Delta f(x)$ сталкивающихся партон. Слово "двойная" в названии асимметрии означает, что поляризованы обе сталкивающиеся частицы.

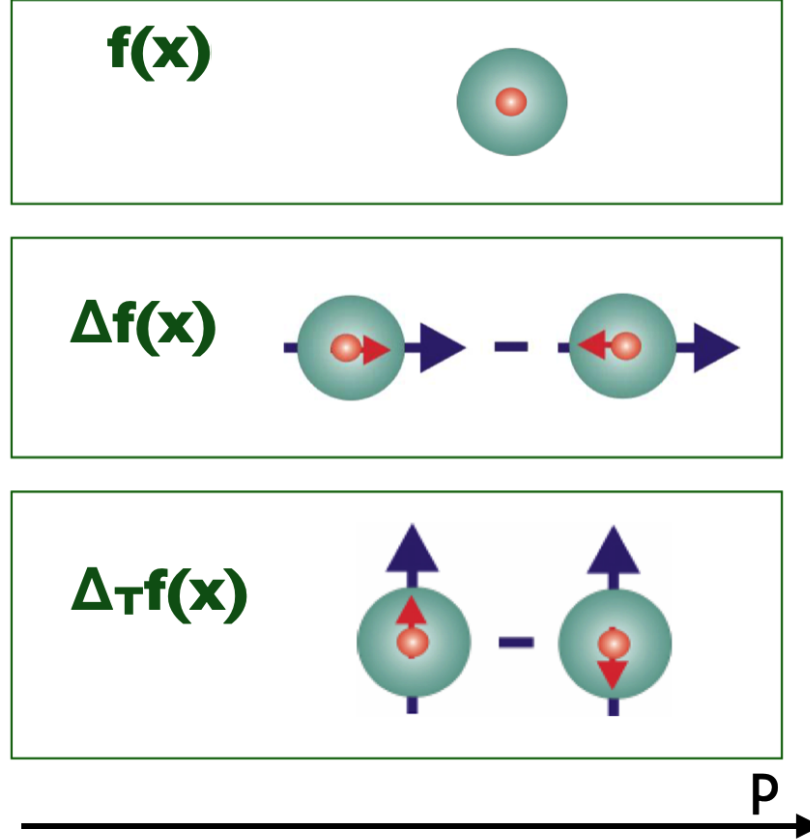


Рис. 8: Схема, показывающая принцип построения поляризованных функций партонных распределений $\Delta f(x)$ и $\Delta_T f(x)$. Синими стрелками показано направление спина протона, красными – партон. Чёрная стрелка внизу – направление импульса протона.

Впервые спиральные партонные распределения для кварков были измерены коллаборацией EMC в конце 80х. Проинтегрировав полученные распределения по всему диапазону x и просуммировав вклады всех кварков и антикварков было получено значение $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.09_{\text{стат.}} \pm 0.14_{\text{сист.}}$. То есть выходило, что мало того, что вовсе не спины кварков дают основной вклад в спин протона, но этот вклад вообще оказался сравним с нулём! Это неожиданное открытие получило название **спиновое кризиса**. К настоящему времени более точные измерения показали, что вклад спинов кварков всё же отличен от нуля и составляет примерно 0.25. Современные спиральные распределения для кварков представлены на Рис. 9. Качественно (но не количественно!) они согласуются предсказаниями наивной кварковой модели: действительно, спин валентных u -кварков оказался сонаправлен со спином протона, в то время, как спин валентного d -кварка ориентирован в противоположном направлении. Морские же кварки и антикварки (область малых x) почти не поляризованы.

Спиральные распределения для глюонов известны нам с куда худшей точностью (см. Рис. 10). Мы почти уверены, что в валентной области ($x \sim 0.1$) глюоны поляризованы в том же направлении, что и протон, однако, неопределённость в степени поляризации составляет десятки процентов. Что касается области $x \ll 0.1$, то там даже в направлении поляризации нет полной уверенности. По современным данным, вклад глюонов в спин протона положителен и невелик: $\Delta G = 0 \div 0.2$.

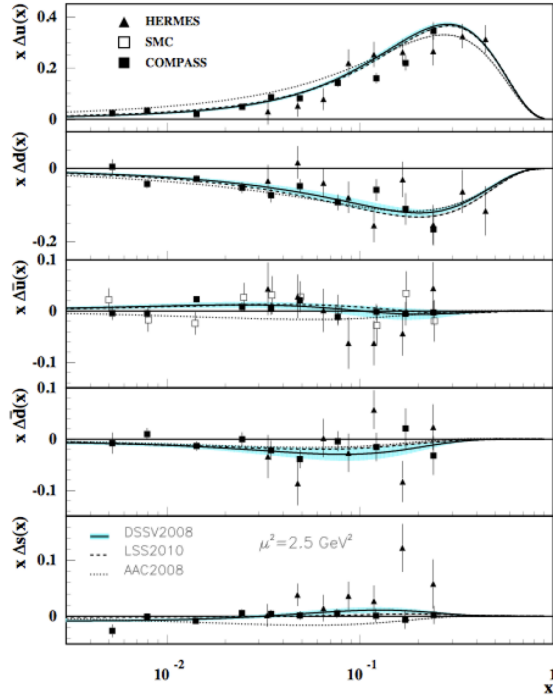


Рис. 9: Спиральные партонные распределения для кварков и антикварков в протоне.

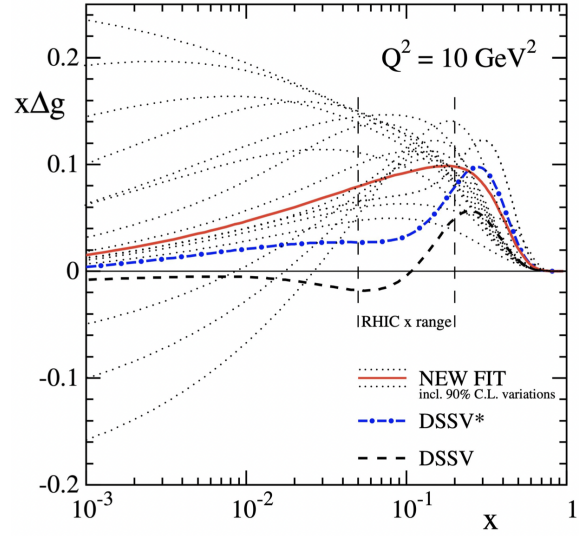


Рис. 10: Спиральное партонное распределение для глюонов. Показаны результаты разных анализов (жирные линии), а также статистическая неопределённость одного из них.

Таким образом, мы вынуждены прийти к выводу, что орбитальные моменты кварков и глюонов дают значительный, если не доминирующий вклад в спин протона. Здесь следует сделать следующую оговорку: разделение вкладов в соответствии с формулой 2 не является универсальным и в значительной степени зависит от множества допущений. Однако, это ни коим образом не умаляет важности изучения спин-зависимых партонных распределений.

Что касается трансверсальных партонных распределений, то формально они вводятся полностью аналогично спиральным. Это разность вероятностей встретить в поперечно поляризованном протоне партоны с той же и противоположной ориентацией спина. Однако, с точки зрения стоящей за кадром физики ситуация там принципиально иная. Следует вспомнить, что мы ведем речь об ультрарелятивистских частицах, а преобразования Лоренца, обеспечивающие переход из системы отсчёта, где протон покоится, в лабораторную систему отсчёта, действуют по-разному вдоль направления движения и поперёк. Особенность поперечно поляризованных протонов заключается в том, что для них возможны только такие жёсткие процессы, где спин партона меняет направление на противоположное. Это легко реализуемо для процессов с участием кварков, имеющих спин $1/2$, переворот спина кварка приводит к перевороту спина протона. Более того: различные феноменологические модели говорят о приблизительном равенстве кварковых спиральных и трансверсальных функций $\Delta q(x) \approx \Delta_T q(x)$. Но такой процесс совершенно не возможен для глюона со спином 1 в силу закона сохранения момента импульса, поскольку проекция спина протона в этом случае должна измениться на 2, что невозможно для частицы со спином $1/2$. Однако, это стало бы возможно, найдись глюон внутри частицы со спином ≥ 1 .

Как несложно догадаться по аналогии со спиральными функциями, доступ к трансверсальным партонным распределениям можно получить измеряя двойную поперечную спиновую асимметрию A_{TT} , определяемую аналогично A_{LL} .

Дейтрон

Тут пришло время вспомнить о дейтроне – простейшем ядре, которое также часто называют адронной молекулой, который уже упоминался выше в качестве своего рода референса для ядерных

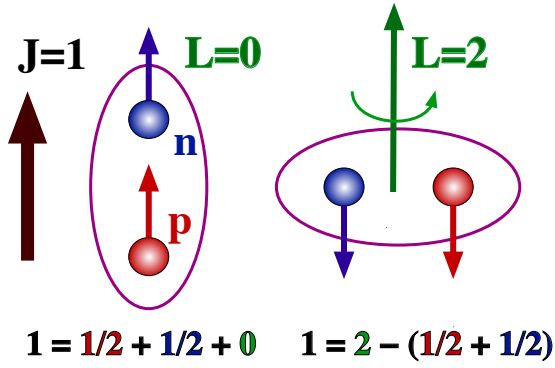


Рис. 11: Спин дейтрона J как сумма спинов протона и нейтрона и их орбитальных моментов L .

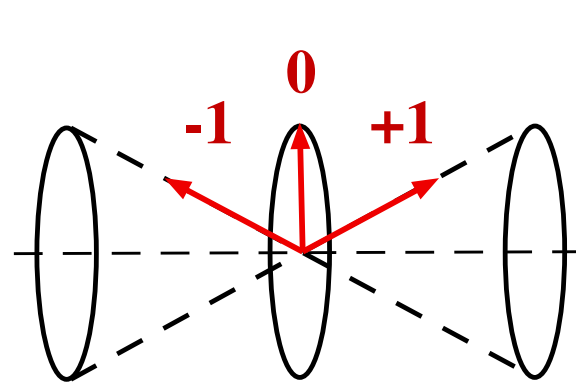


Рис. 12: Возможные ориентации спина дейтрона.

эффектов. Если рассматривать дейтрон как связанное состояние протона и нейтрона (нуклонная модель дейтрона), то спины этих частиц сонаправлены. Свойства ядерных взаимодействий таково, что в случае противоположной направленности спинов связанного состояния не возникает. При этом требованию сонаправленности спинов протона и нейтрона, а также единичному спину связанной системы отвечают два состояния, показанных на Рис. 11: в первом случае относительный орбитальный момент системы L равен нулю, во втором – 2, причём направлен он в направлении, противоположном направлению спинов нуклонов. Примесь состояния с $L = 2$ в дейтроне составляет всего около 4%, однако именно оно ответственно за несферичность этого ядра.

Хотя дейтрон и имеет спин, равный единице, если рассматривать его просто как связанное состояние протона и нейтрона, то возможность переворота спина глюона в такой системе всё равно отсутствует – глюоны по-прежнему ”приписаны” к конкретному нуклону. Однако, многие модели предсказывают значительные ядерные эффекты даже в таком простом, казалось бы, ядре. Согласно им, некоторое время дейтрон проводит в состоянии, где шесть валентных кварков сгруппированы не в протон и нейтрон со спином $1/2$, а в комбинации, в том числе и цветные (так называемый ”скрытый цвет”) со спином 1 или $3/2$, либо вообще обобществлены. В таком случае у процессов, идущих с переворотом спина глюона появляется шанс, а значит и трансверсальное партонное распределение для глюонов, $\Delta_T g(x)$ обретает смысл. Экспериментальное обнаружение связанных с ним эффектов послужило бы мощным аргументом в пользу существования такой необычной материи внутри дейтрона. Более того, некоторые модели предсказывают, что глюонов в дейтроне больше, чем в протоне и нейтроне, особенно в области больших значений переменной x .

Согласно квантовой механике частица со спином 1, в отличие от частицы со спином $1/2$, имеет уже не две, а три возможные ориентации вектора спина относительно некоторой оси или три проекции на эту ось: $-1, 0, +1$. Поэтому в дополнение к введённой ранее поляризации, которую обычно называют векторной, возможно ввести ещё одну, тензорную:

$$p_{zz} = N_+ + N_- - 2N_0.$$

Для описания эффектов, связанных с тензорной поляризацией, требуется ввести ещё 4 набора функций партонных распределений. Однако, по большому счёту, у нас пока слишком мало информации о тензорной структуре дейтрона.

Поперечное движение партонов в нуклоне

Вводя партонные распределения как функции доли импульса x , которую несёт тот или иной партон, я специально оговорился, что мы пока пренебрегаем поперечным движением партонов в нуклоне. Настало время разобраться, к чему приводит учёт этой степени свободы. Прежде всего, нужно

ответить на вопрос: а откуда вообще берётся это поперечное движение, может, его и нет вовсе? Отсутствие поперечного движения партонных в нуклоне противоречит соотношению неопределённостей Гейзенберга для координаты и проекции импульса на соответствующую ось.

$$\Delta x \Delta p_x \leq \hbar.$$

Поскольку кварки и глюоны локализованы где-то в недрах протона, поперечный размер которого составляет порядка 1 фм (не забываем о том, что мы говорим о релятивистском протоне, продольный размер которого подвержен лоренцевскому сокращению и в лабораторной системе отсчёта такой протон вовсе не имеет сферически симметричную форму), это автоматически приводит к тому, что они обязаны иметь компоненту импульса k_T , поперечную направлению движения протона, порядка нескольких сотен МэВ/с.

Поскольку у нас появился новый вектор $\vec{k}_T$, для описания всего спектра эффектов, связанных с взаимной ориентацией векторов импульса протона $\vec{P}$, спина ($\vec{P}$ и поперечного импульса партонна, необходимо уже целых 8 наборов функций партонных распределений. Они получили название **функций партонных распределений, зависящих от поперечного импульса** или, сокращённо, TMD PDF от английского термина Transverse Momentum Dependent Parton Distribution Function. Эти функции характеризуют внутреннее движение партонных в нуклоне и тесно связаны с вкладами орбитальных моментов в спин протона. Исследование внутренней структуры протона в терминах функций партонных распределений, зависящих от поперечного импульса, часто называют трёхмерной томографией протона ². Три функции из этого набора получаются формальным добавлением аргумента k_T в уже известные функции: $f(x, k_T)$, $\Delta f(x, k_T)$, $\Delta_T f(x, k_T)$. Пять оставшихся функций являются совершенно новыми.

Так, например, функция Сиверса описывает тот факт, что в поперечно поляризованном протоне вероятность встретить тот или иной партон с поперечным импульсом k_T летящий вправо относительно плоскости, определяемой векторами $\vec{S}$ и $\vec{P}$, вовсе не равна таковой для партонна, летящего влево. Это приводит к наблюдаемому экспериментально эффекту Сиверса: если мы регистрируем вторичные частицы при столкновении поперечно поляризованного и неполяризованного протонов, то кинематические распределения для частиц, вылетевших влево и вправо относительно плоскости ($\vec{S}, \vec{P}$) будут разные ³. Этот эффект проиллюстрирован на Рис. 14. Изучение таких односпиновых асимметрий для разных адронов позволяет извлечь или, как минимум, сделать выводы о свойствах функции Сиверса. В настоящее время накоплено достаточно много информации о распределениях

²Описание протона в терминах TMD PDF – не единственный способ получения информации о его трёхмерной структуре. Ещё одним подходом является использование так называемых обобщённых партонных распределений, где в качестве дополнительной переменной вместо поперечного импульса используется поперечный радиус. Эти два подхода взаимно дополняют друг друга.

³Асимметрия, определяемая функцией Сиверса, не единственный источник наблюдаемого эффекта. К наблюдаемой асимметрии также приводит спин-зависимые особенности адронизации конечных партонных (эффект Коллинза).

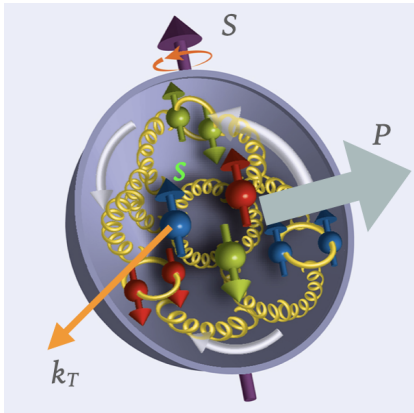


Рис. 13: Схема протона, в котором партонные имеют поперечный импульс $\vec{k}_T$.

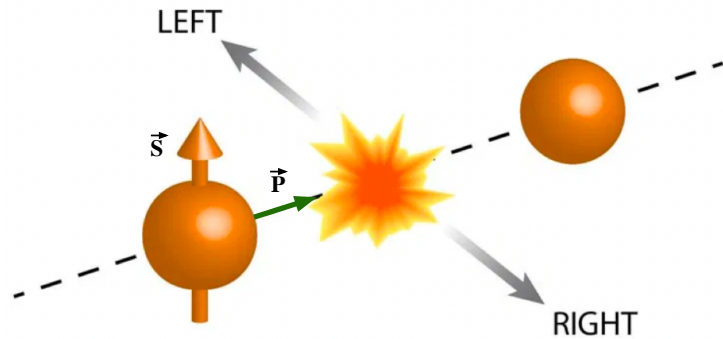


Рис. 14: Эффект Сиверса в столкновении поперечно поляризованного и неполяризованного протона, проявляющийся как асимметрия "лево-право" в вылете вторичных частиц относительно плоскости ($\vec{S}, \vec{P}$).

Сиверса для кварков, поскольку связанные с ними односпиновые асимметрии значительны и достигают десятков процентов. Так, известно, например, что в валентной области предпочтительное поперечное движение u и d кварков происходит в противоположных направлениях. Что касается глюонной функции Сиверса, ей посвящено множество работ теоретиков, но экспериментальных данных, которые могли бы быть использованы для её извлечения, крайне мало, а ожидаемые односпиновые асимметрии, связанные с процессами в которые вовлечены глюоны, едва ли составят больше нескольких процентов.

Другим примером является функция Бура-Молдерса, которая отражает такой нетривиальный факт, что в неполяризованном протоне партоны с фиксированным значением k_T могут иметь ненулевую поперечную поляризацию. Интересно отметить, что для её извлечения не требуется использование поляризованных частиц.

Что касается других партонных TMD распределений, то экспериментальных данных для их надёжного извлечения пока слишком мало, что, однако, лишь подчёркивает важность активной работы в этом направлении.

Интуитивно кажется, что существование упомянутых выше асимметрий противоречит законам сохранения и даже изотропности пространства. Однако, это, конечно же, не так. Все они имеют место лишь когда мы рассматриваем определённые значения поперечного импульса партонов k_T . Как только мы просуммируем по всем возможным значениям k_T все TMD эффекты исчезнет.

Спиновая структура протона и дейтрона на коллайдере NICA

Поляризационные измерения – это особый класс экспериментов в физике частиц, поскольку требуют использования поляризованных пучков частиц и (или) поляризованных мишеней, что значительно повышает сложность экспериментальных установок. Учитывая тот факт, что для изучения спиновой структуры нуклона необходима энергия в системе центра масс от ~ 10 ГэВ (мы помним условия применимости теоремы о факторизации), не стоит удивляться тому, что проведение таких экспериментов под силу лишь небольшому числу ведущих мировых научных центров. Здесь нужно отметить пионерские эксперименты с поляризованным электронным пучком в Центре Стэнфордского линейного ускорителя (SLAC, США), продолжающуюся более 30 лет серию выдающихся поляризационных экспериментов EMC – NMC – SMC – COMPASS с поляризованным мюонным пучком в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Женева), эксперименты с поляризованными протонными пучками в Национальной лаборатории им. Ферми (Fermilab, США). Важная информация по поляризованной структуре протона была получена в эксперименте HERMES (центр “Немецкий электронный синхротрон”, DESY, Гамбург), где использовался поляризованный электронный пучок ускорителя HERA и поляризованная газовая мишень. В 2000х в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, США) вступил в строй RHIC – первый коллайдер, способный ускорять и сталкивать пучки поляризованных протонов, работа которого продолжается и сейчас. Активно ведутся поляризационные исследования на электронных пучках ускорителя CEBAF в Джефферсоновской лаборатории (США).

Советские и российские физики также внесли значимый вклад в становление спиновой физики. Новосибирские учёные из ИЯФ СО РАН были одними из первых, кто ещё на рубеже 70х годов прошлого века получил поляризованные электронные пучки высоких энергий. Новосибирским учёным принадлежит и авторство ключевой технологии, позволяющей сохранять поляризацию протонов при их ускорении до высоких энергий. Основной элемент этой технологии – соленоидальный магнит со специально подбираемыми параметрами, во всём мире получил название “сибирская змейка”. Широко известны результаты поляризационных экспериментов ПРОЗА и ФОДС-2 на пучках ускорителя У-70 (ИФВЭ, Протвино). В настоящее время там продолжается первая фаза поляризационного эксперимента СПАСЧАРМ. Особого успеха российские физики добились в создании криогенных поляризованных мишеней, которые успешно применяются в мировых научных центрах. Сложно переоценить вклад советских и российских теоретиков в разработку моделей, успешно описывающих спиновые эффекты в широком диапазоне энергий. Многие их работы давно признаны классическими.

Техника поляризационных экспериментов успешно развивается и в Дубне в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ). Уникальные пучки поляризованных дейтронов с энергией до 9 ГэВ были получены на “Синхрофазотроне” ещё в 80-е, что сразу вывело институт в лидеры

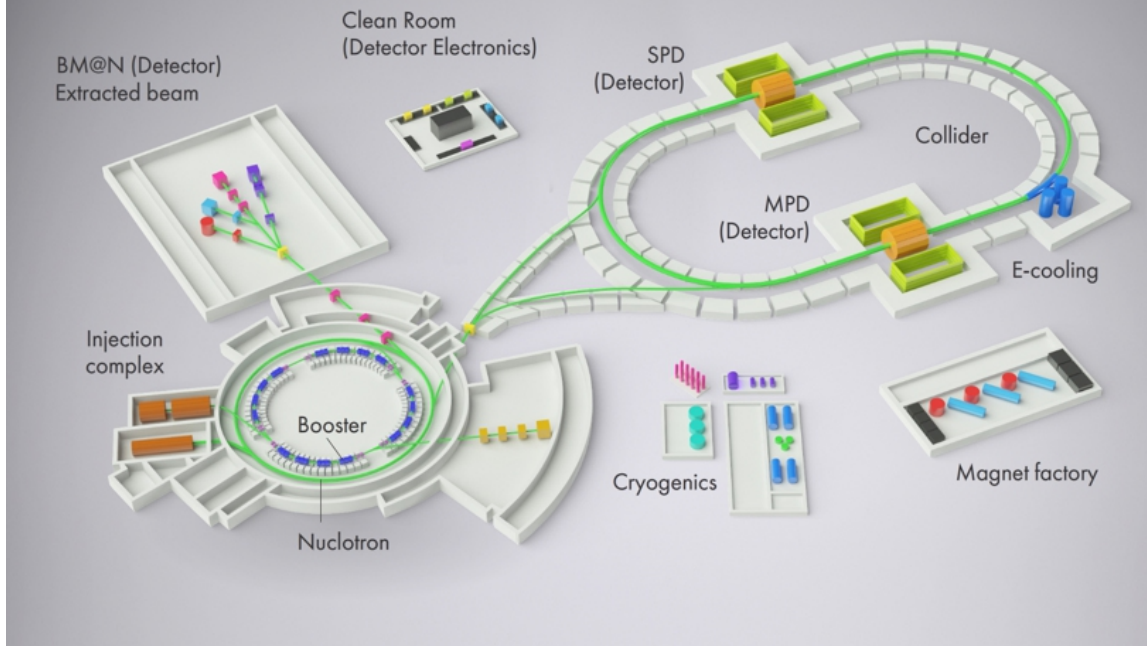


Рис. 15: Схема ускорительного комплекса NICA.

по данному направлению исследований, причём, это лидерство сохраняется за ним и в настоящее время. В 2017 году здесь были получены также поляризованные пучки релятивистских протонов.

В настоящее время в ОИЯИ готовится к запуску адронный коллайдер NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) на базе уже существующего ускорителя "Нуклотрон". Он предназначен для изучения свойств сильного взаимодействия как в столкновениях тяжёлых ионов с кинетической энергией до 4.5 ГэВ/нуклон, так и в столкновениях поляризованных протонных, а также дейтронных пучков с энергией в системе центра масс до 27 ГэВ. На коллайдере предусмотрены две точки пересечения пучков. В первой из них будет размещена установка MPD (MultiPurpose Detector) для изучения барионной материи в экстремальных условиях. Вторая точка предназначена для установки SPD (Spin Physics Detector), основной задачей которой станет всестороннее изучение спиновой структуры протона и дейтрона, а также других спин-зависимых явлений ⁴.

Основное внимание будет уделено изучению **глюонной** компоненты сталкивающихся частиц. Для этого планируется использовать такие процессы, как рождение чармониев – мезонов, включающих в себя очарованные кварк и антикварк $c\bar{c}$, рождение открытого очарования (в отличие от

⁴Больше информации о проекте SPD можно найти на сайте проекта <http://spd.jinr.ru>

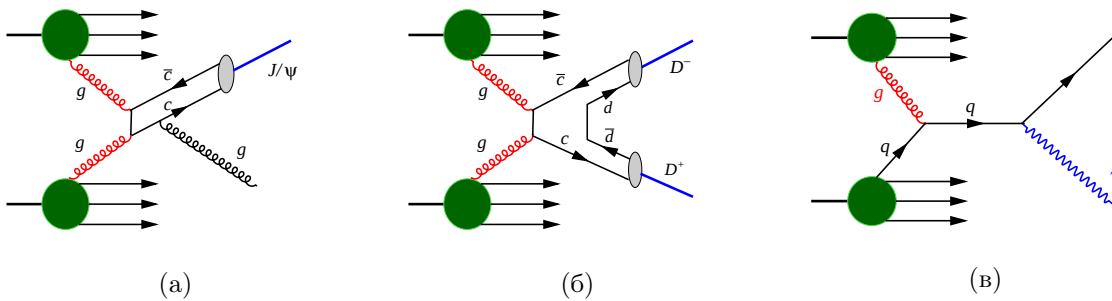


Рис. 16: Диаграммы, иллюстрирующие три жёстких процесса, которые будут использованы для изучения глюонной структуры протона и дейтрона на установке SPD коллайдера NICA: рождение чармониев (а), открытого очарования (б) и прямых фотонов (в).

предыдущего процесса тут c и $\bar{c}$, рождаясь, не сливаются в одну частицу, а оказываются в составе двух разных адронов, как правило, D -мезонов, а также рождение прямых фотонов. Диаграммы, иллюстрирующие каждый из этих процессов представлены на Рис. 16. Три этих процесса взаимно дополняют друг друга. Так рождение чармониев, в частности, J/ψ -мезона, очень удобно исследовать экспериментально благодаря хорошо наблюдаемому распаду этой частицы на пару мюонов, легко идентифицируемых частиц. Однако, в интерпретации данных по этому процессу существует трудность, связанная с тем, что КХД позволяет легко посчитать вероятность рождения пары $c\bar{c}$, но на этом её возможности заканчиваются. Чтобы посчитать, с какой вероятностью кварк и антикварк не разлетятся в разные стороны, а останутся в одном адроне с теми или иными квантовыми числами, нужно привлекать весьма неточные и нестрогие феноменологические модели. Проблема теоретической интерпретации практически отсутствует в случае рождения открытого очарования. Более того, векторы импульсов двух D -мезонов, уносящих очарованные кварк и антикварк, определяют плоскость, ориентация которой в пространстве несёт информацию, необходимую для извлечения TMD PDF. Однако, надёжная регистрация рождения и распада D -мезонов, причём сразу двух, представляет собой сложную экспериментальную задачу. Чтобы увидеть сигнал D -мезона, нужно уверенно восстанавливать точку его распада, которая отстоит от точки рождения всего на несколько сотен микрон. Рождение прямых фотонов удобнее для изучения глюонов тем, что, в отличие от первых двух процессов, здесь в процессе участвуют глюон и кварк, а не два глюона. Учитывая тот факт, что партонные распределения для кварков известны куда лучше, можно ожидать, что интерпретировать данные, где всего одна, а не две неизвестные компоненты, будет проще. Но выделить фотон, родившийся непосредственно в жёстком процессе, на фоне колоссального количества фоновых фотонов от распада вторичных адронов (прежде всего, π^0 и η -мезонов) – сложнейшая экспериментальная задача.

Необходимость надёжной регистрации вышеупомянутых процессов определяют облик экспериментальной установки. Создаваемая установка SPD имеет конфигурацию, классическую для детекторов на коллайдерах, позволяющую регистрировать и идентифицировать частицы, вылетающие

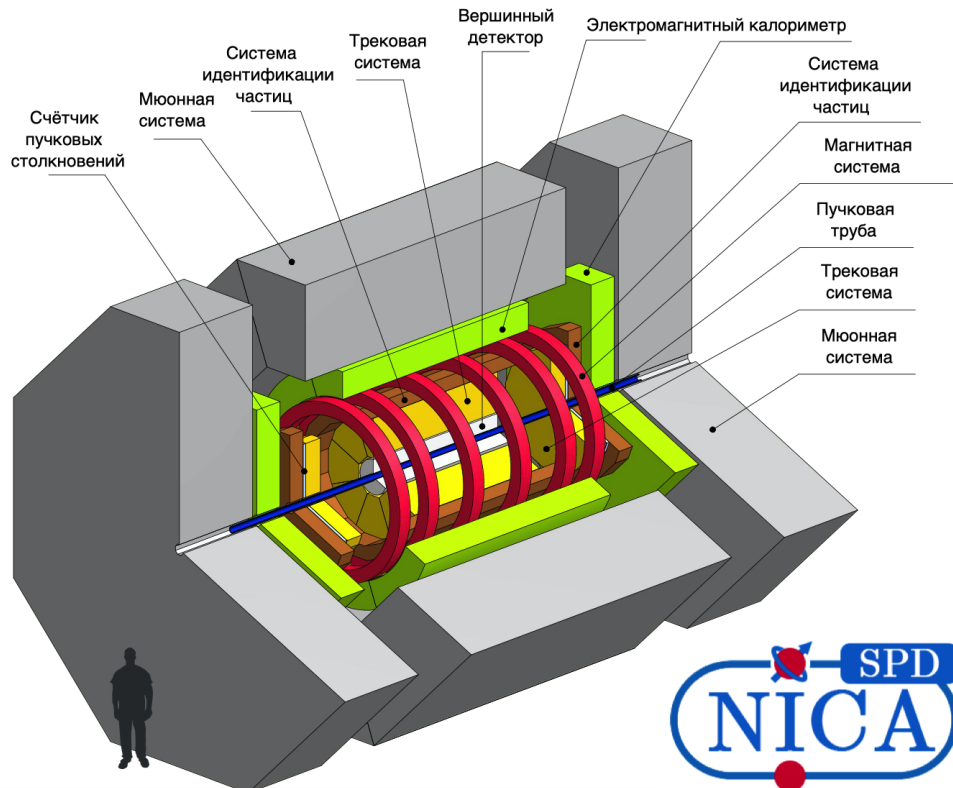


Рис. 17: Предполагаемая схема установки SPD.



Рис. 18: Стройплощадка комплекса NICA.

из области взаимодействия пучков под практически любыми углами. SPD будет включать в себя трековую систему в соленоидальном магнитном поле для реконструкции треков заряженных частиц и измерения их импульсов. Кремниевый вершинный детектор обеспечит координатное разрешение при реконструкции вершины на уровне десятков микрон, что необходимо для реконструкции вторичных вершин распада D -мезонов. За регистрацию фотонов будет отвечать электромагнитный калориметр типа "шашлык", собранный из тонких чередующихся слоёв сцинтиллирующего пластика и свинца. Мюонная система будет отвечать за идентификацию мюонов, обладающих наибольшей проникающей способностью из всех заряженных частиц. Помимо неё в SPD предусмотрены и другие возможности по идентификации частиц, основанные на современных технологиях. Схема установки SPD с обозначением основных её элементов представлена на Рис. 17. Максимальная ожидаемая частота протонных столкновений на установке SPD составит 4 миллиона в секунду. Это приведёт к потоку данных на уровне 20 гигабайт в секунду, что предъявляет серьёзные требования к компьютерной инфраструктуре эксперимента.

Какие же важные научные результаты будут получены на SPD? Ожидается, что будет существенно улучшена точность измерения функции $\Delta g(x)$ в столкновениях продольно поляризованных протонных пучков и уточнен вклад глюонов в спин протона. Столкновения поперечно поляризованных пучков дейтронов позволят установить присутствие в дейтроне глюонов, не принадлежащих ни к одному из нуклонов, а также впервые измерить трансверсальную функцию $\Delta_T g(x)$. Кроме того, будет получена важная информация о тензорной кварк-глюонной структуре дейтрона. Поперечно поляризованные протоны будут использованы для изучения спиновых эффектов, связанных с функциями партонных распределений, зависящих от поперечного импульса, прежде всего, глюонными. Кроме того, имеется отдельная обширная физическая программа для раннего этапа эксперимента, когда ускоритель ещё не выйдет на проектные параметры. В настоящее время активно формируется международная коллаборация SPD. Заинтересованность в проведении исследования

на этой установке уже выразили более 30 научных организаций из 14 стран. В разработке научной программы SPD приняли участие ведущие специалисты в области спиновой физики, теоретики и экспериментаторы из ведущих лабораторий и университетов России, Западной Европы, США, Японии и Китая. В состав участников спинового проекта входят учёные, имеющие большой опыт участия в поляризационных экспериментах не только на домашних, но и на крупных современных установках в научных центрах по всему миру. Концептуальный проект эксперимента SPD проходит в настоящее время независимую международную экспертизу.

Исследования спиновой структуры нуклонов и ядер продолжаются. Уже запланированы эксперименты с поляризованными газовыми мишенями на протонных пучках Большого адронного коллайдера в ЦЕРНе. В Соединённых Штатах на основе существующего коллайдера RHIC активно разрабатывается проект нового электрон-ионного коллайдера EIC, где поляризованные электроны будут сталкиваться с поляризованными протонами и лёгкими ядрами. Китайские учёные также вынашивают идею постройки подобной машины у себя в стране. Хочется верить, что ожидаемые от проекта SPD научные результаты станут важным элементом той грандиозной мозаики, которую совместными усилиями пытаются сложить учёные разных стран.

Ещё древним грекам были известны форма и размер нашей планеты. Спустя две тысячи лет, в XV веке началась эпоха Великих географических открытий, на протяжении которой на карты были нанесены все континенты и острова. Но только в начале XX века Альфред Вегенер, сопоставив очертания и особенности геологического строения континентов, создал теорию дрейфа литосферных плит, которая перевернула наши представления не только о внешнем, но и о внутреннем облике планеты. В изучении внутренней структуры нуклона ещё продолжается эпоха Великих географических открытий – описательный этап накопления и систематизации знаний. Когда и какой революцией в наших представлениях о фундаментальных свойствах материи и взаимодействиях он завершится – остаётся пока только гадать.