

Национальная академия наук Украины
Институт ядерных исследований

На правах рукописи

Кривенко – Эметов Ярослав Дмитриевич

УДК 539.125.17; 539.126.17

**УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ С
УЧАСТИЕМ ДЕЙТРОНА И СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА
НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ**

01.04.16 – физика ядра, физика элементарных частиц и высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
Кобушкин Александр Петрович,
доктор физико-математических
наук, профессор

Киев – 2012

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, СОКРАЩЕНИЙ И ТЕРМИНОВ	5
ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1	
УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНА: КРАТКИЙ ОБЗОР	12
1.1 Исследование структуры дейтрона в рассеянии электронов на дейтронах	14
1.1.1 Определение, кинематика и наблюдаемые	14
1.1.2 Теоретические подходы	18
1.1.3 Рассеяние электронов на дейтроне за рамками однофотонного приближения	26
1.2 Структура дейтрона и реакция (d, p) –развала	27
ГЛАВА 2	
ЛОГАРИФМИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ КХД В УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ	32
2.1 Упругое электрон-дейтронное рассеяние и пКХД	32
2.2 Общая структура спиральных амплитуд в системе бесконечного импульса	34
2.2.1 Система бесконечного импульса и амплитуды переключения спиральности	34
2.2.2 Дейтронные форм-факторы	36
2.2.3 Правила кваркового счёта и поведение дейтронных форм-факторов при высоких энергиях	37

2.3	Параметризации амплитуд переключения спиральности	38
2.3.1	Вычисление аномальных размерностей амплитуд переключения спиральностей	38
2.3.2	Параметризация спиральных амплитуд в мезонной области . . .	40
2.4	База данных и параметры, полученные в результате подгонки	42
2.5	Анализ результатов	43
2.6	Основные результаты и выводы по главе	48
 ГЛАВА 3		
	ДВУХФОТОННЫЕ ПОПРАВКИ В ЭЛЕКТРОН- ДЕЙТРОННОМ РАССЕЙАНИИ	50
3.1	Основные предпосылки	50
3.2	Кинематика и определения	53
3.3	Основные приближения и их обоснование	58
3.3.1	Диаграммы описывающие рассеяние двух виртуальных фотонов на одном нуклоне	60
3.3.2	Диаграммы, описывающие рассеяние двух виртуальных фотонов на разных нуклонах	63
3.4	Вклад двухфотонных амплитуд в поляризационные наблюдаемые. Сравнение с экспериментом	79
3.4.1	Матрица плотности для частицы со спином 1 и наблюдаемые реакции	80
3.4.2	Поляризационные наблюдаемые	83
3.4.3	Анализ результатов расчёта	92
3.5	Основные выводы по главе	93

ГЛАВА 4

НЕУПРУГОЕ $A(d, p)X$ РАССЕЯНИЕ С УЧЁТОМ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	95
4.1 Реакции развала дейтрона как инструмент для изучения внутренней структуры дейтрона	95
4.2 Общий формализм расчёта кулоновской поправки	98
4.3 Амплитуда сильного взаимодействия	106
4.4 Численные расчеты	108
4.5 Сравнение с экспериментом и выводы по главе	110
ВЫВОДЫ	113
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	115
Приложение А. Лептонный электромагнитный ток	130
Приложение Б. Общие соотношения для амплитуды в системе Брейта	132
Приложение В. Нерелятивистская редукция эффективного адронного тока	135
Приложение К. Вычисление интеграла (3.55)	137
Приложение Л. Параметризация для фазового сдвига и потенциала. . .	138

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, СОКРАЩЕНИЙ И ТЕРМИНОВ

КЭД	— квантовая электродинамика
КХД	— квантовая хромодинамика
пКХД	— пертурбативная квантовая хромодинамика
л.с.	— лабораторная система
СБИ	— система бесконечного импульса

m_e , m , M — массы электрона, нуклонов, дейтрона, соответственно.

Все вычисления производятся в системе $\hbar = c = 1$.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. В настоящее время накоплен богатый экспериментальный материал по взаимодействию поляризованных и неполяризованных дейтронов с большой передачей импульса дейтрону, что позволяет изучать структуру дейтрона на расстояниях меньше размера нуклона. В частности, проведены скрупулезные экспериментальные измерения дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых упругого рассеяния электронов на дейтронах и развала дейтронов с вылетом высокоимпульсного фрагмента. Кроме того, в различных лабораториях мира планируются дальнейшие эксперименты в этом направлении.

Накопленные данные требуют теоретического описания и интерпретации, а последующие экспериментальные исследования — теоретических прогнозов. В частности, возникает необходимость разработки физической модели, которая бы позволила плавно связать имеющиеся данные, полученные при низких энергиях, в которых проявляется нуклон-мезонная структура дейтрона, с данными, полученными при высоких энергиях. Последние связаны со структурой дейтрона на малых расстояниях и для их интерпретации представляются более адекватными подходы, основанные на кварковом описании структуры дейтрона. Создание такой модели является актуальной задачей современной ядерной физики, а ее решение позволит провести надежное сравнение асимптотических предсказаний пертурбативной квантовой хромодинамики (пКХД) и других кварковых подходов с существующими данными и разработать соответствующие теоретические подходы необходимые для планирования будущих экспериментов по упругому и неупругому рассеянию дейтронов при высоких энергиях.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Работа выполнена в рамках тематического плана научно-исследовательских работ отдела теории ядра Института ядерных исследований НАНУ: «Коллективное движение, процессы релаксации и стабильности возбужденных ядер» (№ госрегистрации 0198U003592, 1998 – 2002 гг.); «Макроскопическое коллективное движение в возбужденных ядрах» (№ госрегистрации 0103U003634, 2003 – 2005 гг.); «Ядерные процессы при больших возбуждениях равновесного состояния» (№ госрегистрации 0106U005590, 2006 – 2010 гг.). Автор принимал непосредственное участие в выполнении научно-исследовательских работ как исполнитель.

Цель и задачи исследований. Цель диссертационной работы заключается в создании физической модели для описания упругого и неупругого рассеяния дейтрона с учетом кварковой структуры дейтрона на малых расстояниях, обнаружении условий, когда начинает проявляться кварковая структура дейтрона в дифференциальных сечениях и поляризационных характеристиках процессов взаимодействия дейтронов с электронами и ядрами при большой передаче импульса дейтрону или ядрам.

Цель работы достигается решением следующих задач:

- количественное определение кинематических условий в процессе упругого электрон-дейтронного рассеяния, при которых следует ожидать проявления кварковой структура дейтрона;
- разработка модели, которая адекватно описывает процесс упругого электрон-дейтронного рассеяния в широкой кинематической области;
- получение качественных и количественных оценок эффектов в упругом электрон-дейтронном рассеянии, которые связаны со следующими за борновским приближением поправками теории возмущений;

- изучение влияния кулоновского взаимодействия на сечение развала релятивистского дейтрона на ядрах с вылетом высокоимпульсного фрагмента на нулевой угол;

- проведение сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и получение предсказаний для будущих экспериментов.

Объект исследования – структура дейтрона на малых расстояниях.

Предмет исследования – взаимодействие поляризованных и неполяризованных дейтронов с электронами и ядрами при высоких энергиях.

Методы исследования – для расчета сечения и поляризационных характеристик рассматриваемых реакций были использованы методы квантовой электродинамики, пертурбативной квантовой хромодинамики, теории возмущений; при сравнении с экспериментальными данными использовался метод минимизации χ^2 .

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

- Разработана модель для описания упругого электрон-дейтронного рассеяния в широкой кинематической области, которая при асимптотически больших значениях квадрата переданного импульса ($Q^2 \rightarrow \infty$) согласуется с предсказаниями пКХД и в которой впервые учитывается влияние эффектов от логарифмических поправок пКХД во всех спиральных амплитудах.
- Определен масштаб, при котором начинает проявляться асимптотика пКХД в упругом ed - рассеянии по квадрату переданного импульса.
- Впервые предложена модель, учитывающая все возможные диаграммы двухфотонной обмена в электронном дейтронном рассеянии с учетом волновой функции дейтрона для реалистичных нуклон-нуклонных потенциалов. В рамках этой модели впервые сделаны прогнозы относительно поведения форм-факторов, структурных функций дейтрона и

поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии продольно поляризованных электронов на поляризованных дейтронах с учетом второго порядка теории возмущений.

- Впервые показано, что амплитуда двухфотонного обмена существенно зависит от структуры дейтрона на малых расстояниях.
- Впервые в рамках модели Глаубера-Ситенко исследован эффект от вклада кулоновского взаимодействия в дифференциальное сечение реакции $A(d, p)X$ развала дейтрона на ядрах при релятивистских энергиях и нулевом угле вылета протона. Обнаружено, что в области максимума выхода протона при импульсах протона близких половине импульса дейтрона в лабораторной системе, вклад кулоновского взаимодействия приводит к хорошему согласию между экспериментом и теоретическим расчетом.

Обоснованность и достоверность научных положений, выводов и рекомендаций.

Достоверность полученных результатов обосновывается: использованием надёжных методов квантовой теории поля; применением хорошо обоснованных и апробированных физических моделей о структуре ядра и ядерных процессов при промежуточных и высоких энергиях; использованием в аналитических расчётах приближений, обоснованных с физической точки зрения; согласованием результатов расчетов с экспериментальными данными в тех случаях, когда таковые существуют.

Научное значение работы.

Результаты диссертации позволяют определить асимптотическое поведение дейтронных форм-факторов, структурных функций и поляризационных наблюдаемых упругого электрон-дейтронного рассеяния при больших переданных импульсах; определить кинематические условия, при которых начинает проявляться кварковая структура дейтрона; оценить вклад высших порядков теории возмущений в сечение и поляризационные

характеристики упругого электрон-дейтронного рассеяния и учесть эффекты кулоновского взаимодействия в дифференциальное сечение развала релятивистских дейтронов на ядрах.

Практическое значение полученных результатов.

Диссертация носит теоретический характер. Результаты работы могут быть использованы при планировании и обработке данных экспериментов по упругому электрон-дейтронному рассеянию и развалу дейтрона, а также при выборе более адекватных протон-нейтронных потенциалов.

Личный вклад соискателя.

Все научные результаты, положения и выводы, выносимые на защиту, получены соискателем самостоятельно. В работах постановка задачи принадлежит научному руководителю Кобушкину А.П. Диссертант принимал активное участие на всех этапах работы. В частности:

- выполнен расчет влияния эффектов, связанных с аномальными размерностями пертурбативной квантовой хромодинамики, в упругом электрон-дейтронном рассеянии [56];
- был проведен аналитический расчет поправок к упругому электрон-дейтронному рассеянию и анализ полученных результатов по двухфотонному обмену, созданы программы для численных расчетов амплитуд двухфотонного обмена [125, 173-179];
- получены аналитические формулы, разработаны и созданы программы для численных расчетов эффектов кулоновского взаимодействия в развале дейтрона на ядрах [165, 180];
- диссертант принимал участие в подготовке и написании текста всех статей по материалам исследования.

Апробация результатов диссертации. Основные положения диссертации докладывались и обсуждались:

– на научных семинарах отдела теории ядра Института ядерных исследований НАНУ (г. Киев, 2000 – 2012 гг.);

– на ежегодных конференциях Института ядерных исследований НАН Украины (Киев, Украина, 25–28.01 2001 г.; 25–28.01 2002 г.; 25–28.01 2004 г.; 25–28.01 2005 г.; 24–27.01 2006 г.; 23–26.01 2007 г.; 20–23.01 2009 г. 26–29.01 2010 г.; 24–27.01.2012 г.);

– на 1-й Международной конференции по ядерной физике и атомной энергетике "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy". – June 29 – July 03, Kyiv, Ukraine, 2006;

– на 2-й Международной конференции по ядерной физике и атомной энергетике "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy". – June 9-15.-Kyiv, Ukraine, 2008;

– на 3-й Международной конференции по ядерной физике и атомной энергетике "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy". – June 07 – 12.- Kyiv, Ukraine, 2010;

– на XVIII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems".- Russia, Dubna, September 25-30, 2006;

– на XX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems".- Dubna, Russia, October 4-9, 2010.

В полном объеме диссертационная работа докладывалась на открытом семинаре отдела теории ядра ИЯИ НАНУ (г. Киев, 22.02.2012 г.).

Публикации. Результаты диссертационной работы отражены в 11 публикациях, из них: 4 статьи в ведущих реферируемых журналах, 6 – в материалах международных конференций и симпозиумов, 1 – в ежегоднике научных трудов Института ядерных исследований НАНУ.

ГЛАВА 1

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНА: КРАТКИЙ ОБЗОР

Дейтрон был открыт Г. Юри с сотрудниками в 1931 г. В следующем 1932 году была опубликована их статья “Об обнаружении изотопа водорода с массовым числом 2” [1].

Почти одновременно с этим событием Д.Д. Иваненко и В. Гейзенберг предложили нуклонную модель ядра [2, 3, 4, 5]. В рамках этой модели дейтрон рассматривается как связанное состояние двух нуклонов – протона и нейтрона. Позднее выяснилось, что дейтрон – единственное стабильное ядро, которое состоит из двух нуклонов. Таким образом, с точки зрения нуклонной модели, дейтрон является простейшей ядерной системой и поэтому представляет особый интерес для ядерной физики.

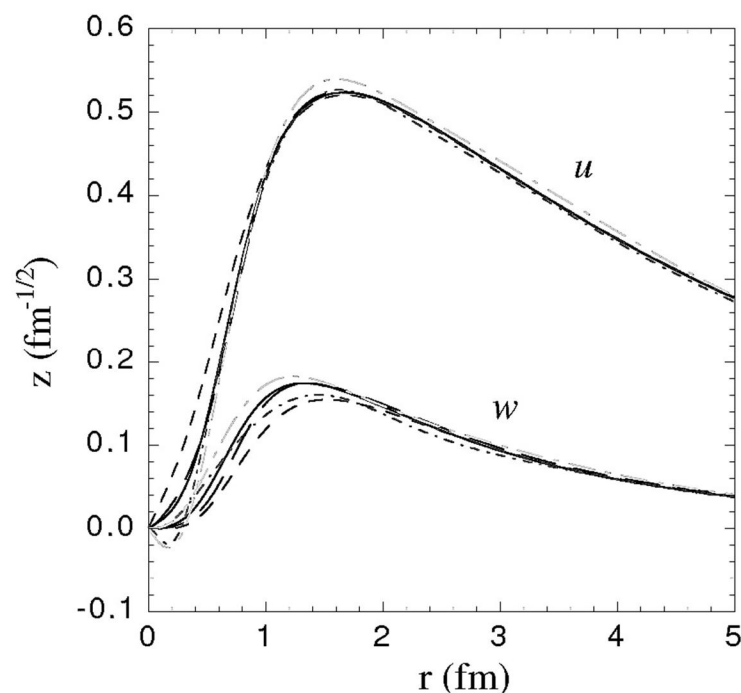


Рис. 1.1. Радиальные волновые функции дейтрона для 3S_1 (u) и 3D_1 (w) компонент, полученные из “реалистических” потенциалов: AV18 (непрерывная), Paris (длинный пунктир), CD-Bonn (короткий пунктир), ПВ (короткий штрих-пунктир), W16 (длинный штрих-пунктир); рисунок из обзора [32]

В нуклонной модели волновая функция дейтрона представляет квантовомеханическую смесь 3S_1 и 3D_1 состояний. Радиальные функции соответствующих компонент для ряда наиболее употребляемых NN -потенциалов показаны на рис. 1.1.

Конечно, нуклонная модель имеет свою область применимости. В частности, это касается структуры дейтрона на малых межнуклонных расстояниях, где волновые функции нуклонов существенно перекрываются и дейтрон уже нельзя рассматривать как связанное состояние нейтрона и протона. В этом случае представляется непоследовательным продолжать описание структуры ядра в терминах протона и нейтрона. Более подходящим становится подход, основанный на использовании кварков и глюонов — цветных составляющих адронной системы, а само описание структуры ядра вести в рамках квантовой хромодинамики (КХД) — калибровочной неабелевой теории взаимодействия кварков и глюонов (в случае дейтрона см., например, [6, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 56, 69, 72, 77, 88, 89, 90, 91] и приведённую там литературу).

Однако для данной задачи прямое использование КХД наталкивается на ряд нерешенных проблем — в частности, на проблему конфаймента и релятивистского описания связанного состояния нескольких частиц. Поэтому при проведении конкретных расчетов приходится прибегать к модельным подходам КХД и эффективному учету кварковых степеней свободы.

Следует ожидать, что наиболее ярко кварк-глюонная структура дейтрона и других ядер должна проявиться в процессах, идущих с большой передачей импульса ядру. Такие условия, например, выполняются в процессе упругого рассеяния электронов на ядрах и нуклонах при энергиях электронов намного больше массы нуклона и больших углах рассеяния. Они также имеют место в процессе высокоэнергетического развала дейтрона с вылетом высокоимпульсного фрагмента дейтрона.

В течение последних лет вопросы ненуклонных степеней свободы в ядрах вызывают повышенный интерес и, как следствие, в настоящее время

для их изучения ведутся активные экспериментальные и теоретические исследования. Особенно это касается исследования спиновой структуры дейтрона на малых расстояниях, так как поляризационные наблюдаемые в разных процессах с участием дейтрона оказались весьма чувствительными к ненуклонным степеням свободы дейтрона.

1.1 Исследование структуры дейтрона в рассеянии электронов на дейтронах

1.1.1 Определение, кинематика и наблюдаемые. В настоящее время имеется достаточно подробные экспериментальные данные по дифференциальному сечению упругого ed –рассеяния в широком диапазоне значений квадрата переданного импульса и углов рассеяния электрона, а также по измерению компонент тензорной поляризации дейтрона $t_{20}(\theta_{Lab}, Q^2)$, $t_{21}(\theta_{Lab}, Q^2)$, $t_{22}(\theta_{Lab}, Q^2)$ [6].

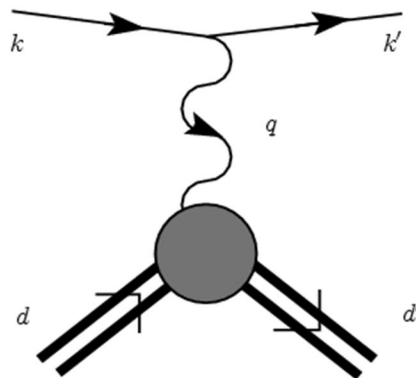


Рис. 1.2. Диаграмма Фейнмана, отвечающая однофотонному приближению в упругом ed –рассеянии (тонкие линии представляют электрон, двойные – дейтрон, волнистые – виртуальный фотон)

Поскольку постоянная тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$ мала, анализ упругого электрон-дейтронного рассеяния, как правило, проводится в низжайшем порядке теории возмущений (приближение однофотонного обмена (рис. 1.2)).

Кинематические переменные, которые используются далее, следующие:

E_e и E'_e – энергия начального и конечного электрона;

θ_{Lab} – угол рассеяния электрона в л. с.;

d, d' – 4 - импульсы дейтрона в начальном и конечном состоянии;

k, k' – 4 - импульсы электрона в начальном и конечном состояниях;

$q = k - k' = d' - d$ – переданный импульс (импульс виртуального фотона);

$q^2 = t = -Q^2 = -4E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_{Lab}}{2} < 0$ – квадрат переданного импульса.

Исходя из общих свойств (лоренц-инвариантности, сохранения электромагнитного тока, инвариантности относительно инверсии пространства и времени) электромагнитный ток для частицы со спином 1 выражается через три действительные функции Q^2 (электромагнитные форм-факторы) [7]

$$\begin{aligned} J_{\lambda, \lambda'}^\mu = & -\{G_1(Q^2) \varepsilon^*(\lambda', d') \varepsilon(\lambda, d) (d + d')^\mu + \\ & + G_2(Q^2) [\varepsilon^\mu(\lambda, d) (\varepsilon^*(\lambda', d') \cdot q) - \varepsilon^{*\mu}(\lambda', d') (\varepsilon(\lambda, d) \cdot q)] - \\ & - G_3(Q^2) \frac{(\varepsilon^*(\lambda', d') \cdot q)(\varepsilon(\lambda, d) \cdot q)}{2M^2} (d + d')^\mu \}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $\varepsilon^\mu(\lambda, d)$ и $\varepsilon^\mu(\lambda', d')$ – векторы поляризации дейтрона в начальном и конечном состоянии; λ, λ' – поляризации дейтрона с проекцией спина дейтрона на z - ось в начальном и конечном состояниях.

Вместо форм-факторов, $G_1(Q^2)$, $G_2(Q^2)$ и $G_3(Q^2)$ удобно ввести зарядовый $G_C(Q^2)$, магнитный $G_M(Q^2)$ и квадрупольный $G_Q(Q^2)$ форм-факторы

$$\begin{aligned} G_Q &= G_1 - G_2 + (1 + \eta) G_3, \\ G_C &= G_1 + \frac{2}{3} \eta G_Q, \\ G_M &= G_2. \end{aligned} \quad (1.2)$$

где введена новая переменная η : $\eta = Q^2 / 4M^2$.

Форм-факторы нормированы условиями в точке $Q^2=0$

$$\begin{aligned} G_Q(0) &= \mu_d^2 Q_d, \\ G_C(0) &= 1, \\ G_M(0) &= \frac{M}{m_p} \mu_d. \end{aligned} \quad (1.3)$$

В условиях (1.3) $\mu_d = 0.857406 M/m_p$ – магнитный момент дейтрона в “дейтронных магнетонах” (m_p – масса протона), а $Q_d = 25.84$ – квадрупольный момент дейтрона, выраженный в единицах M^2/e .

Используя выражение для дейтронного тока (1.1) и стандартное выражение для электромагнитного тока, приходим к следующему выражению для дифференциального сечения упругого ed -рассеяния в рамках однофотонного приближения (формула Розенблюта)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{Mott} \left\{ A(Q^2) + B(Q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_{lab}}{2} \right\}, \quad (1.4)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{Mott} = \frac{\alpha^2}{4E_e^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta_{lab}}{2}}{\sin^4 \frac{\theta_{lab}}{2}} \frac{1}{\left(1 + \frac{2E_e}{M} \sin^2 \frac{\theta_{lab}}{2} \right)} \quad (1.5)$$

– моттовское сечение;

$$A(Q^2) = G_C^2 + \frac{2}{3} \eta G_m^2 + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2, \quad (1.6)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta(1 + \eta) G_M^2, \quad (1.7)$$

$A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ – структурная функция и магнитная структурная функция соответственно.

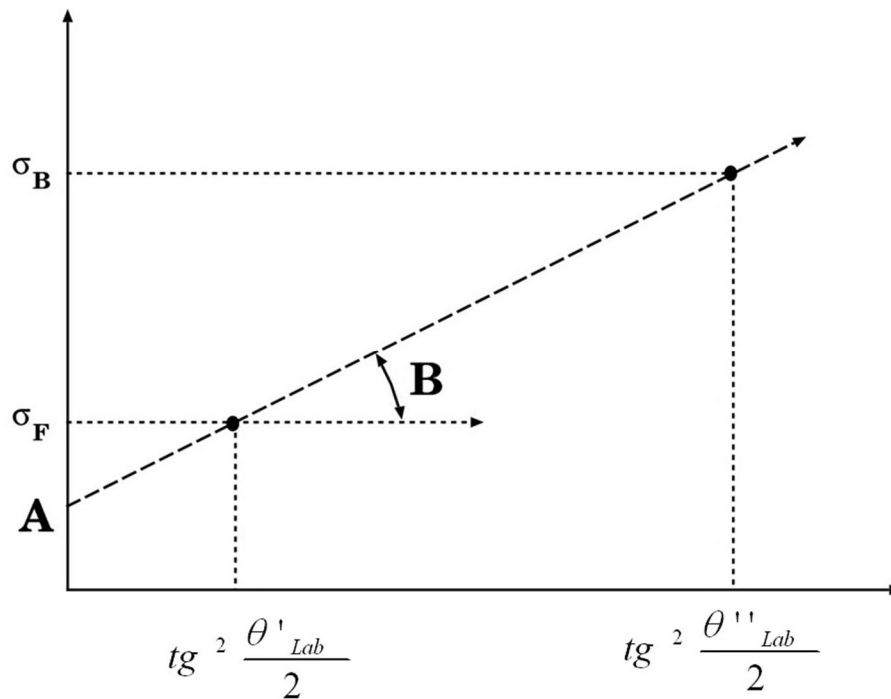


Рис. 1.3. Извлечение $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ структурных функций на основании формулы Розенблюта: $A(Q^2)$ определяется в точке пересечения прямой

линии соединяющей два значения функции $\frac{d\sigma}{d\Omega} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{Mott}$,

$B(Q^2)$ – тангенс угла наклона данной прямой

Измеряя сечения при одних и тех же значениях Q^2 и разных углах θ_{lab} можно разделить две структурные функции $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ (рис. 1.3). При этом из функции $B(Q^2)$ извлекается магнитный форм-фактор $G_M(Q^2)$.

Для того чтобы найти зарядовый или квадрупольный форм-факторы, необходимо произвести дополнительное измерение одной из поляризационных наблюдаемых. В настоящее время имеется достаточное количество подробных данных по $t_{20}(\theta_{Lab}, Q^2)$ компоненте тензорной поляризации дейтрона [7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,102,106] и несколько точек по $t_{21}(\theta_{Lab}, Q^2)$ и $t_{22}(\theta_{Lab}, Q^2)$ компонентам [7, 8, 9, 10].

В однофотонном приближении эти величины выражаются через дейтронные форм-факторы следующим образом:

$$t_{20} = \frac{-\left\{\frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{8}{9}\eta G_C G_Q + \frac{2}{3}\eta G_M^2 \left[\frac{1}{2} + (1+\eta)\text{tg}^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}\right]\right\}}{\sqrt{2}\left[A^2 + B^2 \text{tg}^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}\right]}, \quad (1.8)$$

$$t_{21} = \frac{2\eta\left(\eta + \eta^2 \sin^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}\right)^{1/2} G_M G_Q}{\sqrt{3}\left[A^2 + B^2 \text{tg}^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}\right] \cos \frac{\theta_{Lab}}{2}}, \quad (1.9)$$

$$t_{22} = -\frac{1}{2\sqrt{3} \cos^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}} \frac{\cos^2 \frac{\theta_{Lab}}{2} \eta |G_M|^2}{\left(A(Q^2) + \text{tg}^2\left(\frac{\theta_{lab}}{2}\right) B(Q^2)\right)}. \quad (1.10)$$

1.1.2 Теоретические подходы. К настоящему времени имеются разнообразные теоретические подходы к описанию упругого ed -рассеяния.

В достаточно широкой кинематической области доминирующий вклад в процесс упругого ed -рассеяния даёт импульсное приближение (ИП). ИП основано на допущении, что виртуальный фотон взаимодействует с каждым из нуклонов в дейтроне в отдельности (рис. 1.4, a).

В области $Q^2 \leq 1$ (ГэВ)² с успехом используется нерелятивистское ИП [17, 18, 19], которое основывается на использовании волновой функции дейтрона, рассчитанной на основе феноменологического NN -потенциала. В области больших значений $Q^2 > 1$ (ГэВ)² приходится переходить к релятивистскому ИП [20, 21, 64].

Основными трудностями релятивистского ИП являются следующие:

- Нет единого подхода к выводу процедуры релятивизации волновой функции дейтрона.
- При переходе к релятивистскому ИП возникают трудности с обеспечением калибровочной инвариантности электромагнитного тока дейтрона.

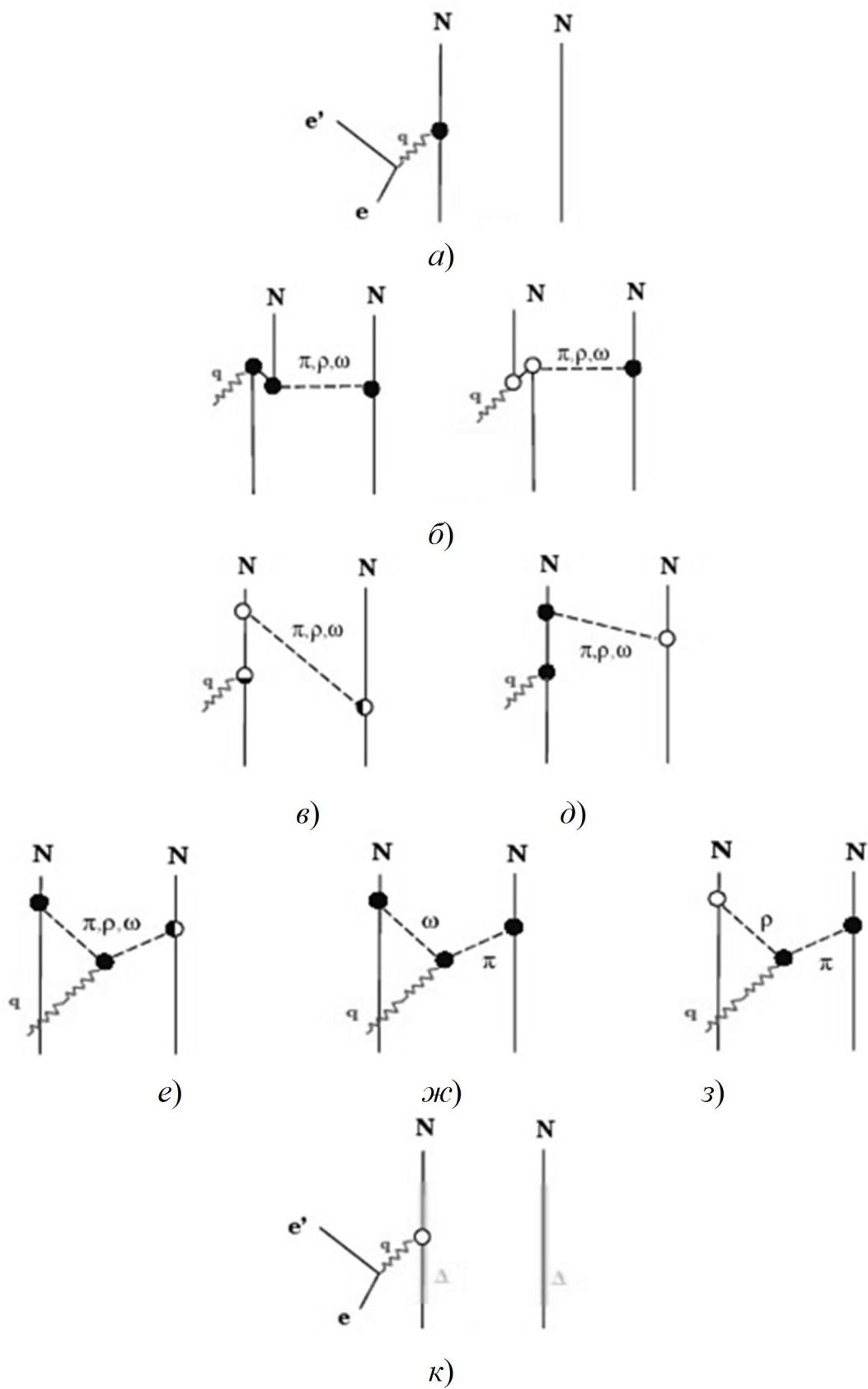


Рис. 1.4. Диаграммы Феймана упругого ed -рассеяния:
 (а) ИП, (б – д) мезонный обмен, (е – з) взаимодействие с мезонами, (к) возбуждение резонанса

Решение второй из указанных трудностей достигается, как правило, введением мезонных токов (рис. 1.4, б – з) [22, 23, 24].

Кроме них при значениях $Q^2 > 1$ (ГэВ)² значительный вклад в ed -рассеяние могут давать процессы возбуждения изобарных конфигураций (рис. 1.4, κ) [25].

Сравнение данных по $A(Q^2)$ (рис. 1.4, а) с расчётом согласно ИП и ИП + мезонные степени свободы (рис. 1.4, б – з) представлено на рис. 1.5.

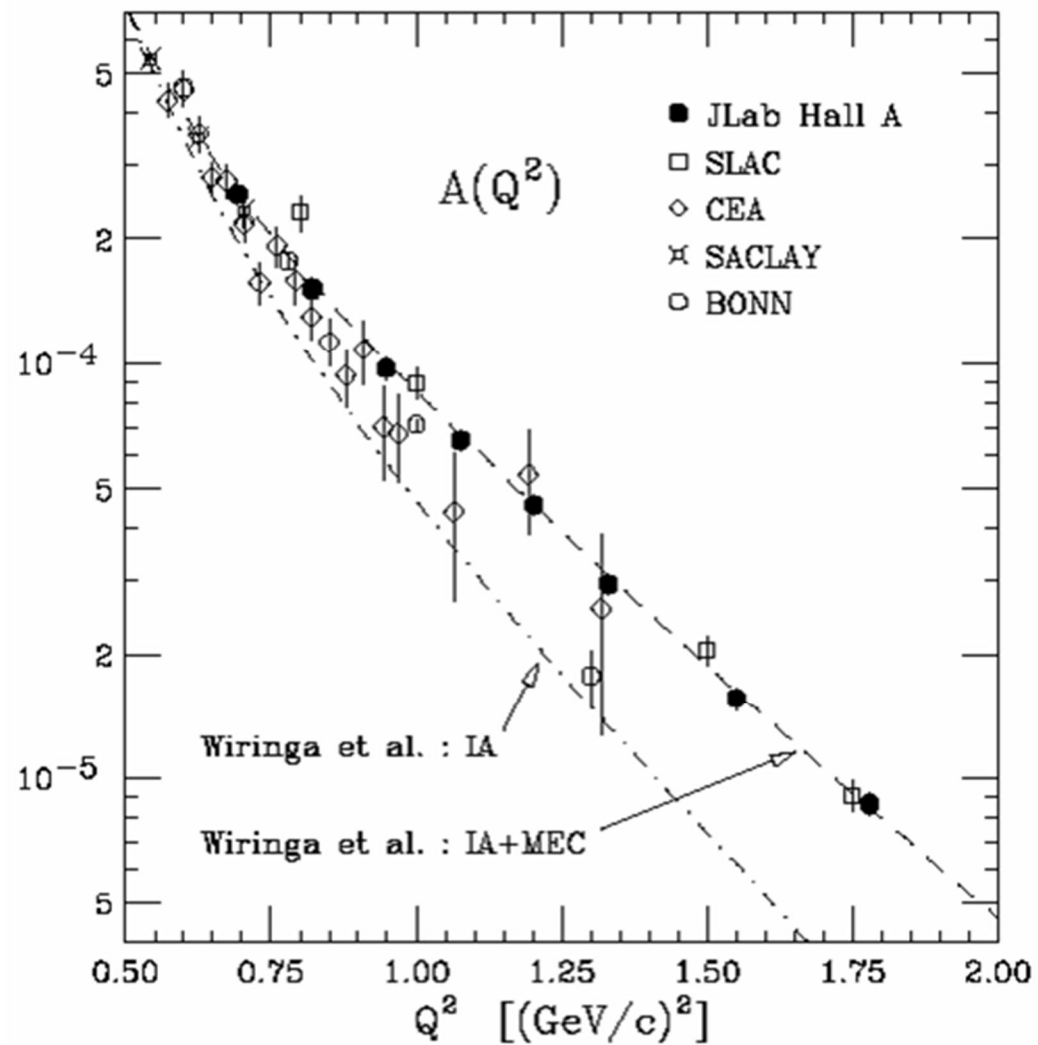


Рис. 1.5. Сравнение данных по $A(Q^2)$ с расчётом согласно ИП (точка-пунктир) и ИП + мезонные степени свободы (пунктир); (см. рис. 1.3, б – з); рисунок из [53]

В последнее время особый интерес представляют кварковые модели и подходы, основанные на асимптотических свойствах КХД.

Впервые влияние кварковой структуры дейтрона на наблюдаемые величины упругого ed -рассеяния было изучено в рамках гибридной модели [26, 27, 28, 29, 30, 69]. Предполагалось, что волновую функцию дейтрона можно рассматривать как квантово-механическую суперпозицию состояния, где кварки распределены в двух мешках (протон и нейтрон), и состояния, где все шесть структурных кварков находятся в одном мешке

$$|deuteron\rangle = \alpha|np\rangle + \beta|6q\rangle. \quad (1.11)$$

В работах [26, 27, 29, 69] предполагалось, что в $6q$ компоненте кварки находятся в s^6 -состоянии. В работах группы Неудачина и др. [30] было показано, что из-за сильного цветомагнитного притяжения наряду с s^6 -конфигурацией энергетически выгодным становится также состояние $s^6 p^2$.

В результате сравнения результатов гибридной модели с имеющимися экспериментальными данными удалось получить оценку вероятности $6q$ – мешка в дейтроне $\beta^2 \approx 1.5 \div 2\%$.

В асимптотической области, т.е. когда Q^2 намного больше квадрата массы дейтрона, можно получить строгие предсказания о поведении дейтронных форм-факторов, основываясь на факторизационной теореме [34, 35, 36, 41] и свойстве асимптотической свободы.

В этом случае дейтрон рассматривается как система, состоящая из n 6 кварков, которые движутся коллинеарно и каждый из которых имеет долю $x_i = p_i^+ / P^+$ импульса дейтрона P^+ , причём $\sum_i x_i = 1$, $0 < x_i < 1$. Массами кварков и дейтрона пренебрегают. При этом амплитуда процесса следующим образом выражается через амплитуду T жёсткого рассеяния электрона на уровне кварков и непertурбативные волновые функции (амплитуды распределения кварков) в начальном и конечном состоянии $\phi_H(x, Q)$ и $\phi_H(y, Q)$

$$M = \int \prod_i \prod_j \phi_H^{(\Lambda)}(y, Q) T_H^{(Q)}(y, x) \phi_H^{(\Lambda)}(x, Q) dx_i dx_j \delta(y_1 + \dots + y_n - 1). \quad (1.12)$$

Одна из диаграмм, дающих главный вклад в упругое ed –рассеяние, приведена на рис. 1.6, *а*.

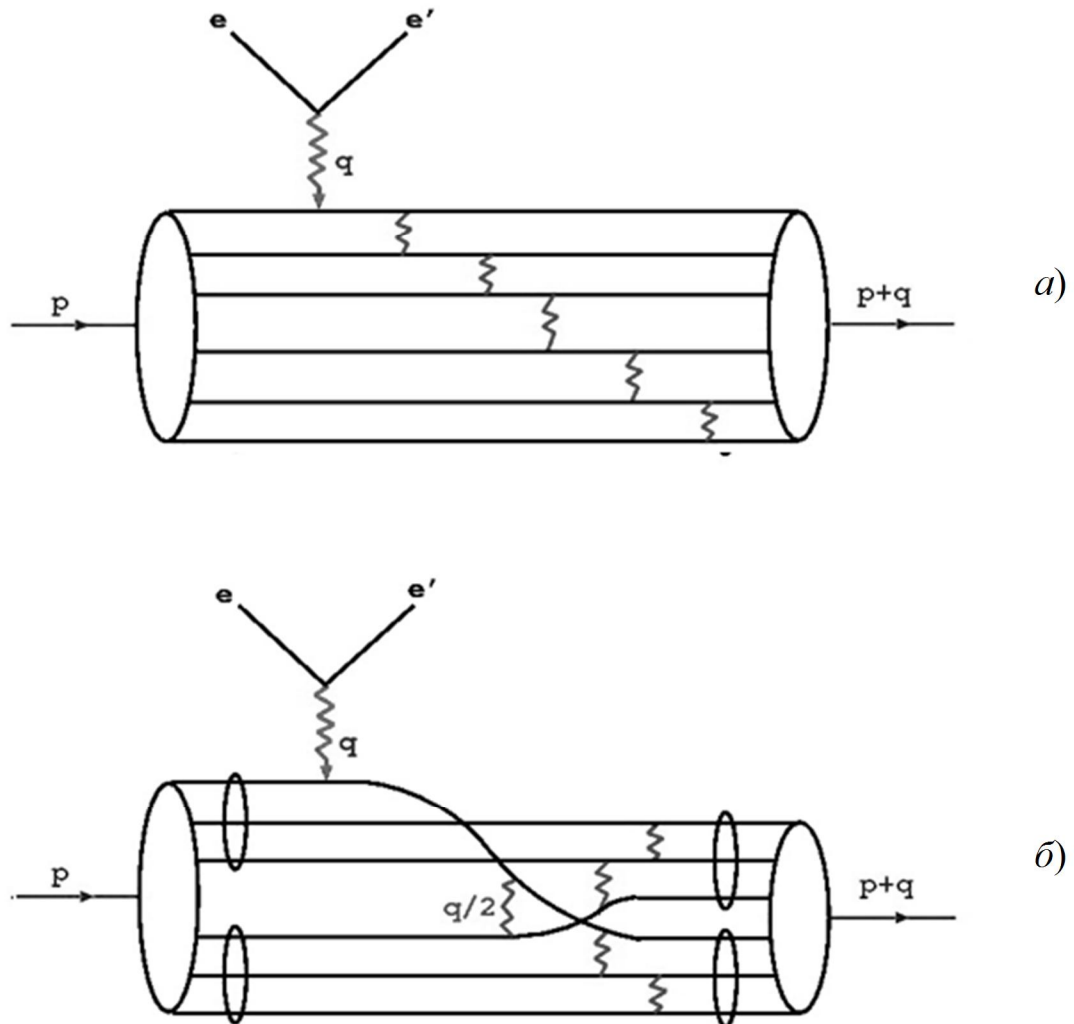


Рис. 1.6. Схематические диаграммы учёта упругого электрон-дейтронного рассеяния кварковых вкладов, приводящих к логарифмическим поправкам в амплитуду упругого рассеяние электрона на ядре (горизонтальные непрерывные линии представляют собой кварки, закрученные линии между кварками представляют глюоны, пропагатор каждого из глюонов даёт вклад $\sim 1/Q^2$ в жёсткую амплитуду процесса),
верхняя диаграмма (*а*) называется каскадной диаграммой,
нижняя диаграмма (*б*) – диаграмма кваркового перемешивания

В этом случае амплитуда T ведёт себя как

$$T = \alpha \left[\alpha_s (Q^2 / \Lambda_{QCD}^2) \right]^5 f(x, y) \frac{1}{Q^{12}}, \quad (1.13)$$

где $\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta \lg Q^2 / \Lambda_{QCD}^2}$ – бегущая константа связи КХД, $\beta = 11 - \frac{2}{3}n_f$, $n_f=2$ – число кварковых ароматов, Λ_{QCD} – энергетическая шкала КХД, $f(x, y)$ – некоторая функция y_i и x_i .

Из анализа экспериментальных данных по различным процессам следует, что $\Lambda_{QCD} \approx 200 \div 220$ МэВ. Степенное убывание амплитуды $T \sim 1/Q^{2(n-1)+2} = 1/Q^{12}$ определяется правилами кваркового счёта [35, 36, 172].

Путём суммирования ведущих порядков теории возмущений можно рассчитать зависимость амплитуд распределения кварков от Q^2 [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46]

$$\Phi(x, Q) = \Phi(x) \left[\ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right]^\gamma, \quad (1.14)$$

где степень логарифма γ называется аномальной размерностью.

В результате получается асимптотическое поведение структурной функции $A(Q^2)$

$$\sqrt{A(Q^2)} = \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \right]^5 \sum_{m,n} d_{mn} \left(\ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)^{(-\gamma_n^d - \gamma_m^d) + 2(\gamma_n^N + \gamma_m^N)} \left[1 + O\left(\alpha_s(Q^2), \frac{m}{Q} \right) \right]. \quad (1.15)$$

Допуская симметричное распределение переданного импульса, вместо выражения (1.15) часто используют следующую зависимость [51]

$$\sqrt{A(Q^2)} \sim F_N^2(Q^2) \frac{1}{Q^2} \left[\ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right]^{-\varepsilon}, \quad (1.16)$$

где $F_N(Q^2)$ – форм-фактор нуклона, который можно аппроксимировать дипольной формулой

$$F_N(Q^2) = G_D(Q^2) = \left(1 + Q^2 / 0.71 \text{ ГэВ}^2\right)^{-2};$$

Степень логарифма при ведущей амплитуде без переключения спиральности $\varepsilon = 2\gamma_0^d - 4\gamma_0^N = \frac{8}{87}$ – так же иногда называют аномальной размерностью, хотя, как следует из (1.14,1.15), в общем случае аномальная размерность зависит от поляризации дейтрона λ ;

при $Q^2 \rightarrow \infty$ (1.16) переходит в (1.15).

Сравнение предсказания пКХД (1.15 – 1.16) с экспериментом для структурной функции мишени $A(Q^2)$ приведено на рис. 1.7 [6]. Здесь предсказание пКХД (1.15) показано непрерывной кривой; пунктирные кривые представляют подгонку экспериментальных данных зависимостями Q^{-16} (пунктир) и Q^{-20} (длинный пунктир). Данные взяты из работы [53].

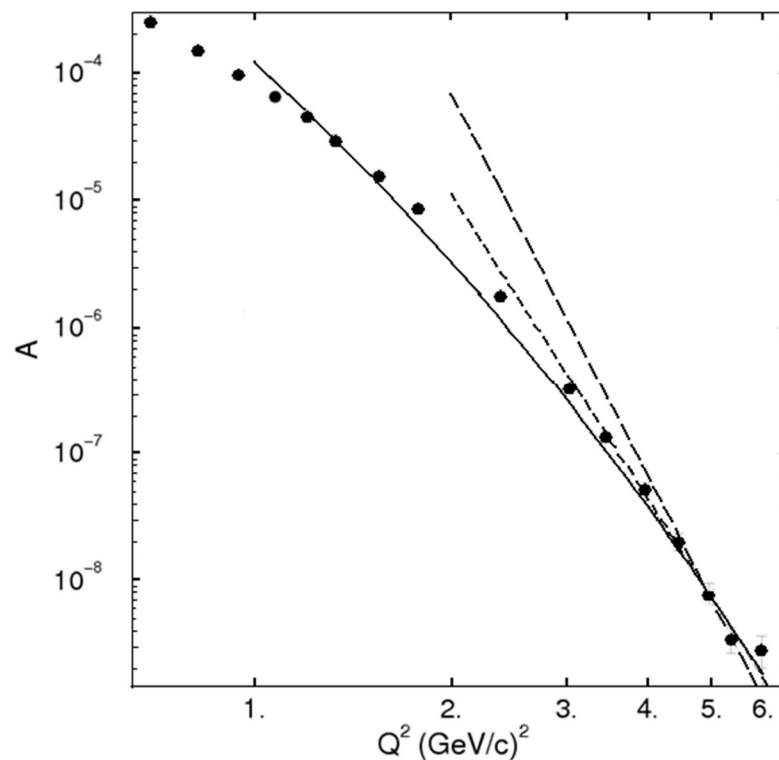


Рис. 1.7. Сравнение предсказания пКХД (1.15) (непрерывная кривая) для структурной функции мишени $A(Q^2)$ с экспериментом

Сохранение спиральности в вершинах взаимодействия фотонов и глюонов с кварками приводит к тому, что главный вклад в упругое ed –рассеяние вносит конфигурация в которой начальный и конечный дейтроны имеют нулевую спиральность [87].

Амплитуды с перевёрнутой спиральностью и дважды перевёрнутой спиральностью оказываются подавленными дополнительными степенями Q .

$$J_{0,0}^+ \sim \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right)^{10}, \quad (1.17)$$

$$\frac{J_{1,0}^+}{J_{0,0}^+} \sim \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right), \quad (1.18)$$

$$\frac{J_{1,-1}^+}{J_{0,0}^+} \sim \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right)^2. \quad (1.19)$$

Основная причина подавления амплитуд с переключением спиральности состоит в том, что электромагнитный ток не может перевернуть спиральность безмассового кварка.

Здесь верхний знак “+” означает “плюс” – компоненты электромагнитного тока дейтрона $J_{\lambda,\lambda'}^+ \equiv J_{\lambda,\lambda'}^0 + J_{\lambda,\lambda'}^3$.

Как было отмечено в работе [54], в магнитную структурную функцию $B(Q^2)$ оба спиральных перехода $0 \rightarrow 0$ и $1 \rightarrow 0$ дают одинаковый вклад, причём входят с различным знаком. В результате интерференции этих амплитуд возникает провал в $B(Q^2)$ при $Q^2 \approx 2$ (ГэВ)² (рис. 1.8). Более подробный анализ всех трёх амплитуд был сделан в работе [50].

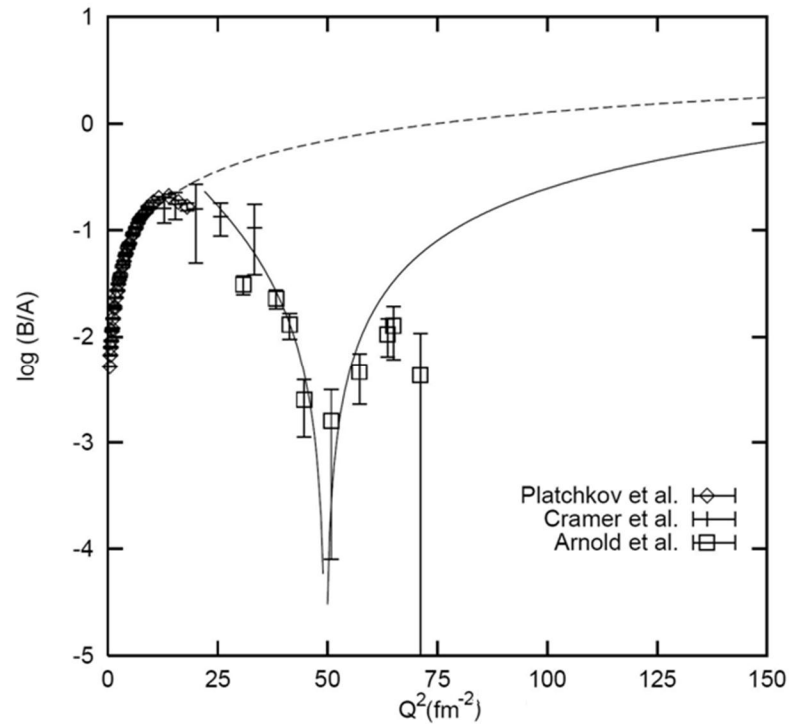


Рис. 1.8. Сравнение с экспериментом предсказаний пКХД для отношения B/A : (экспериментальные данные из работ [92, 95, 99, 168], пунктирная кривая – предсказание модели [49], непрерывная кривая – модели [54])

1.1.3 Рассеяние электронов на дейтроне за рамками однофотонного приближения. В последнее время широко обсуждается роль следующих за однофотонным приближением порядков теории возмущений в рассеянии электронов на адронных системах. Во многом это связано с прецизионными измерениями отношения электрического и магнитного форм-факторов протона в поляризационных экспериментах [113, 114, 115], проводимых в Национальном ускорительном комплексе им. Томаса Джеферсона (США) и их теоретической интерпретацией [116, 117, 118, 119].

Среди диаграмм второго порядка теории возмущений (рис. 1.9) особую роль играет диаграмма двухфотонного обмена (рис. 1.9, z). Действительно, только она приводит к структуре амплитуды, отличающейся от борновского приближения, и потому вызывают качественное изменение в поведении наблюдаемых реакций.

Например, вследствие диаграммы двухфотонного обмена в амплитуде рассеяния помимо форм-факторов известных из однофотонного обмена появляются дополнительные форм-факторы. Так для упругого электрон-

нуклонного рассеяния помимо электрического и магнитного форм-факторов возникает третий форм-фактор [116]. В случае упругого электрон-дейтронного рассеяния помимо электрического, магнитного и квадрупольного форм-факторов возникают три дополнительных форм-фактора [127, 128, 129, 173].

Кроме того, с учётом двухфотонного обмена все форм-факторы становятся комплексными функциями двух переменных (например, Q^2 и угла рассеяния), в то время как в однофотонном приближении они являются действительными функциями одной переменной Q^2 .

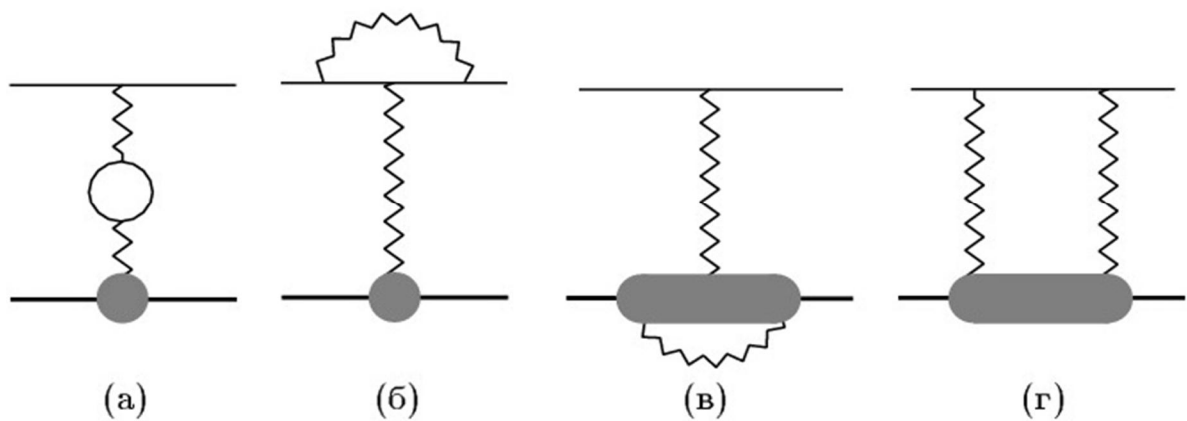


Рис.1.9. Диаграммы, учитывающие различные фотонные обмены во втором порядке теории возмущений по α

В результате учёт двухфотонного обмена приводит к качественным изменениям как дифракционного сечения, так и поляризационных характеристик реакции. Так для дифференциального сечения становится несправедливой формула Розенблюта (1.4) (см., например, [119, 173, 178]). Кроме того, возникают новые поляризационные характеристики, являющиеся следствием перечисленных выше изменений форм-факторов.

1.2 Структура дейтрона и реакция (d, p) –развала

К настоящему времени имеются многочисленные экспериментальные данные по дифференциальным сечениям и поляризационным

характеристикам реакций (d, p) – развала. Из их анализа удаётся извлечь достаточно подробную информацию о структуре дейтрона в достаточно широкой области внутреннего импульса в дейтроне.

Развал дейтрона изучался в различных реакциях. Во-первых, это эксклюзивная и инклюзивная реакции электроразвала

$$d(e, e' p)n \text{ и } d(e, e' p)X,$$

которые изучались на пучках электронов с энергией в несколько ГэВ [166, 167, 168].

Во-вторых, развал релятивистского дейтрона на ядрах с вылетом протона под нулевым углом $A(d, p)X$ [138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149].

Кроме того, информация о структуре дейтрона может быть получена из реакции упругого dp -рассеяния на углы, близкие к 180° в системе центра масс. Для этой реакции имеются достаточно подробные данные, как по дифференциальным сечениям, так и по поляризационным характеристикам (тензорная анализирующая способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации κ_0) [150, 151, 152].

Рассмотрим вкратце основные идеи лежащие в основе этих исследований. С этой целью рассмотрим реакцию (d, p) развала дейтрона в импульсном приближении (рис. 1.10). В нерелятивистском ИП амплитуда реакции будет равна произведению волновой функции дейтрона на амплитуду реакции $nA \rightarrow X$. В результате дифференциальное сечение будет иметь следующий вид:

$$\frac{d^3\sigma}{dk^3} \approx \sigma_{nA}^{in} |\psi_d(q)|^2, \quad (1.20)$$

где q – импульс протона в системе покоя дейтрона, σ_{nA}^{in} – неупругое сечение рассеяния нейтрона на ядре мишени, а $\psi_d(q)$ – волновая функция дейтрона.

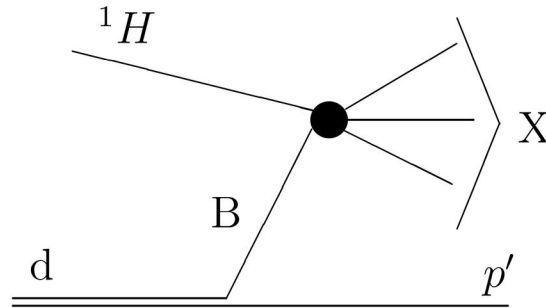


Рис. 1.10. Реакция ${}^1\text{H}(d, p)\text{X}$ – развала в ИП

В релятивистском случае задача усложняется в первую очередь тем, что необходимо использовать релятивистскую волновую функцию дейтрона. С этой целью многие авторы переходят к описанию дейтрона в рамках формализма динамики светового фронта [28, 161].

Своё начало данный подход берёт от известной работы П. Дирака [169]. Дальнейшее развитие формализм светового фронта получил в работе С. Вайнберга [170]. Согласно формализму, развитому в [170], следует перейти от лабораторной системы в так называемую систему бесконечного импульса. СБИ это такая система, которая движется со скоростью близкой к скорости света по отношению к лабораторной системе в направлении противоположном движению дейтрона.

В СБИ вместо импульса протона $\vec{p} = (\vec{p}_\perp, p_z)$ удобно ввести новые переменные: долю импульса дейтрона, которую переносит протон в СБИ вдоль z-направления

$$\alpha = \frac{p_z + E_p}{p_d + E_d} \quad (1.21)$$

и поперечный импульс $\vec{p}_\perp$. (Здесь E_p и E_d – энергия протона и дейтрона, p_d – импульс дейтрона, p_z – z-компонента импульса протона в СБИ). В случае малых $\vec{p}_\perp$ (что соответствует вылету протона под малыми углами) можно пренебречь релятивистским эффектом вращения спина и волновая функция сводится к нерелятивистской волновой функции от нового аргумента

$$\Psi(\vec{p}) \rightarrow \psi(\vec{k}),$$

где

$$\vec{k}_\perp = \vec{p}_\perp, \quad k_z = \left(\alpha - \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{m^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)}}, \quad k^2 = \frac{m^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)} - m^2. \quad (1.22)$$

Легко видеть, что в случае, когда $\alpha \approx 1/2$, релятивистский внутренний импульс в дейтроне $\vec{k} = (\vec{k}_\perp, k_z)$ сводится к нерелятивистскому внутреннему импульсу $\vec{q}$.

В результате вместо (1.20) получается следующее выражение для инвариантного дифференциального сечения реакции [28, 161]

$$E_p \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \sigma_{nA}^{in} \frac{1}{4(1-\alpha)} \sqrt{\frac{m^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)}} R |\psi_d(q)|^2, \quad (1.23)$$

где R – инвариантный потоковый множитель.

На основании формулы (1.23) удалось из данных по сечениям реакции развала извлечь эффективное импульсное распределение нуклонов в дейтроне [138]. Основные особенности полученного распределения следующие:

1. Полученное распределение хорошо совпадает с предсказаниями известных NN - потенциалов в области $k \leq 200$ МэВ. В области $k > 200$ МэВ экспериментально измеренное распределение превышает (примерно в два раза) предсказания, основанные на NN -потенциальном подходе.
2. Извлечённое импульсное распределение совпадает с распределением, извлечённым из данных по электразвалу дейтрона и из упругого pd – рассеяния назад [183].
3. Учёт эффектов перерассеяния приводит к увеличению расхождения эксперимента и теории в жесткой области $k > 200$ МэВ [153].
4. Учёт принципа Паули на уровне структурных кварков позволяет ликвидировать расхождение между экспериментом и теорией.

Измерение поляризационных характеристик $A(d, p)$ –развала (тензорная анализирующая способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации κ_0) подтвердили вывод о том, что при $k > 200$ МэВ структуру дейтрона невозможно описать в рамках нуклонной модели дейтрона [140,141,142,143,144,145,146,147,148,149,150,151,152]. В то же время расчёт с учётом кварковой структуры дейтрона хорошо согласуется с данными о поведении T_{20} и κ_0 [153].

Несмотря на этот успех кваркового подхода к описанию структуры дейтрона в жесткой области, остаётся ряд невыясненных вопросов в понимании процесса (d, p) –развала. Один из них связан с ролью эффектов кулоновского взаимодействия между ядром и нуклонами, входящими в состав дейтрона. Действительно, экспериментальные исследования [138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152] были выполнены при углах вылета протона $\theta_p < 7$ мрад. Как известно из теории многократного рассеяния [158], в этом случае кулоновское взаимодействие существенным образом влияет на сечение pA –рассеяния.

Однако подробные расчёты в рамках модели Глаубера – Ситенко показали [165], что кулоновское взаимодействие оказывает существенное влияние на дифференциальное сечение $A(d, p)$ – развала только в области $k < 50$ МэВ, и, таким образом, не влияет на выводы относительно роли кварковых степеней свободы в дейтроне.

ГЛАВА 2

ЛОГАРИФМИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ КХД В УПРУГОМ ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ

2.1 Упругое электрон-дейтронное рассеяние и пКХД

Как уже отмечалось в Главе 1, имеющиеся экспериментальные данные по упругому ed -рассеянию включают результаты подробных измерений структурных функций $A(Q^2)$ (вплоть до значений $Q^2=6 \text{ ГэВ}^2$ [53, 75]) и $B(Q^2)$ (вплоть до значений $Q^2=2,7 \text{ ГэВ}^2$ [78]), а также данные по компонентам тензорной поляризации t_{20} , t_{21} и t_{22} (вплоть до значений $Q^2=1,7 \text{ ГэВ}^2$ [11]). Подробно весь имеющийся к настоящему времени набор данных будет обсуждаться ниже в этой Главе.

Оценки, полученные рядом авторов, показывают, что в упругом ed -рассеянии пКХД может проявляться уже при $Q^2 > 2 \text{ ГэВ}^2$ [51, 75]. Тем не менее, прямое использование методов пКХД к описанию всех спиральных амплитуд реакции оказывается затруднительным. Дело в том, что в основном данные сосредоточены в переходной области, т.е. той кинематической области, когда нуклонная модель уже не описывает адекватным образом структуру дейтрона, а пКХД ещё нельзя использовать.

Следовательно, возникает необходимость построения феноменологической модели, которая позволила бы плавно связать две указанные выше кинематические области реакции. Далее эти области будем называть нуклон-мезонная и кварк-глюонная области [79, 81].

Впервые такая параметризация была предложена в работах [50, 54, 80]. При больших значениях Q^2 она воспроизводит степенное убывание

амплитуд, которое следует из правил кваркового счета, а при малых значениях Q^2 она воспроизводит нуклон-мезонную картину.

Новый анализ этой параметризации, который включает данные по поляризационным наблюдаемым [11], был проведен в работе [56].

Однако предсказания пКХД для спиральных амплитуд не ограничиваются только правилами кваркового счёта. Так было показано [36 – 42], что при увеличении переданного импульса становятся важными логарифмические поправки, обусловленные глюонными обменами между кварками в диаграммах изображенных на рис. 1.6. Следует отметить, что логарифмические поправки становятся тем больше, чем больше так называемые аномальные размерности структурных функций. Построение плавной параметризации, которая связывает нуклон-мезонную и кварк-глюонную области с учетом аномальных размерностей в области высоких значений Q^2 представляет основную задачу данной Главы. Глава основана на работе [56].

Содержание Главы следующее: в подразделе 2.2 рассматривается общая структура спиральных амплитуд в рамках динамики на световом конусе и предсказания пКХД для этих амплитуд в области асимптотически больших Q^2 . Параметризация спиральных амплитуд, которая гладко соединяет их поведение в нуклон-мезонной и кварк-глюонной областях с учетом логарифмических поправок, обсуждается в подразделе 2.3. В подразделах 2.4 – 2.5 проводится критический анализ существующей базы экспериментальных данных, и обсуждаются результаты фита.

2.2 Общая структура спиральных амплитуд в системе бесконечного импульса

2.2.1 Система бесконечного импульса и амплитуды переключения спиральности. В данной Главе обсуждается процесс упругого рассеяния электронов на дейтронах $e + d \rightarrow e' + d'$.

Рассмотрение ведется в приближении однофотонного обмена. Поэтому главным объектом дальнейшего анализа будет электромагнитный ток дейтрона $J_{\lambda, \lambda'}^\mu$. Здесь μ – лоренцовский индекс, а λ и λ' – спиральности начального и конечного дейтрона.

Удобно пКХД расчеты проводить в системе СБИ. В случае упругого ed -рассеяния это такая система, в которой нулевая и z -компоненты импульсов начального и конечного дейтрона стремятся к бесконечности, а импульс виртуального фотона q имеет только x -компоненту [33]

$$\begin{aligned} d^\mu &= \left(P + \frac{M^2 + p_\perp^2}{4P}, \quad \vec{p}_\perp, P - \frac{M^2 + p_\perp^2}{4P} \right), \\ d'^\mu &= \left(P + \frac{M^2 + p_\perp^2}{4P}, \quad -\vec{p}_\perp, P - \frac{M^2 + p_\perp^2}{4P} \right), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где M – масса дейтрона.

Обычно в СБИ вместо нулевой и третьей компонент вектора $A^\mu = (A^0, A^1, A^2, A^3)$ вводятся "+" и "-" компоненты

$$A^\pm = A^0 \pm A^3.$$

Оставшиеся две компоненты образуют перпендикулярную компоненту вектора $\vec{A}^\perp = (A^1, A^2)$. Таким образом

$$d^+ = d'^+ = 2P, \quad d^- = d'^- = \frac{M^2 + \vec{p}_\perp^2}{2P}, \quad \text{где } P \gg M^2 + \vec{p}_\perp^2. \quad (2.2)$$

Импульс фотона задается следующим образом

$$q^\mu = (0, -2\vec{p}_\perp, 0), \quad \vec{p}_\perp = -\left(\frac{1}{2}Q, 0\right). \quad (2.3)$$

В СБИ компоненты вектора поляризации дейтрона в начальном и конечном состоянии записываются следующим образом [82]

$$\begin{aligned} \varepsilon^\mu(\lambda = \pm 1, d) &= -\sqrt{1/2} \left(\pm \frac{p_\perp}{2P}, \pm 1, i, \mp \frac{p_\perp}{2P} \right), \\ \varepsilon^\mu(\lambda = 0, d) &= \frac{1}{M} \left(P - \frac{M^2 - p_\perp^2}{4P}, \vec{p}_\perp, P + \frac{M^2 - p_\perp^2}{4P} \right); \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon^\mu(\lambda' = \pm 1, d') &= -\sqrt{1/2} \left(\mp \frac{p_\perp}{2P}, \pm 1, i, \pm \frac{p_\perp}{2P} \right), \\ \varepsilon^\mu(\lambda' = 0, d') &= \frac{1}{M} \left(P - \frac{M^2 - p_\perp^2}{4P}, -\vec{p}_\perp, P - \frac{M^2 - p_\perp^2}{4P} \right). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Исходя из лоренц-инвариантности, сохранения электромагнитного тока, инвариантности относительно инверсии пространства и времени электромагнитный ток для частицы со спином 1 выражается через три действительные функции Q^2 (электромагнитные форм-факторы) [7], см. (1.1).

Таким образом, из 36 спиральных компонент тока $J_{\lambda, \lambda'}^\mu$ (мы их далее будем называть спиральные амплитуды) только три являются независимыми. Казалось бы, можно свободно выбирать различные наборы независимых спиральных амплитуд. Однако прямые вычисления в рамках динамики на световом конусе демонстрируют, что это не так [82]. Это происходит из-за несоответствия свойств преобразований дейтронного тока и дейтронной волновой функции, которые используются в практических вычислениях [83, 84]. В результате появляется нефизическая зависимость от начальной ориентации системы электрон-дейтрон [82, 83, 84] и становится важным оптимальный выбор набора независимых спиральных амплитуд. Связь между различными выборами независимых амплитуд в СБИ приведена в [82].

Рассмотрим “+”-компоненту тока $J_{\lambda,\lambda'}^+ \equiv J_{\lambda,\lambda'}^0 + J_{\lambda,\lambda'}^3$. Используя выражение (1.1), выразим соответствующие матричные элементы тока через форм-факторы G_1 , G_2 и G_3

$$J_{0,0}^+ = p^+ \{ 2(1 - \eta)G_1 + 4\eta G_2 - 4\eta^2 G_3 \}, \quad (2.6)$$

$$J_{1,0}^+ = p^+ \{ 2\sqrt{2\eta}G_1 - 4\sqrt{2\eta}G_2 + 2\sqrt{2\eta\eta}G_3 \}, \quad (2.7)$$

$$J_{1,-1}^+ = p^+ \{ 2\eta G_3 \}, \quad (2.8)$$

$$J_{1,1}^+ = p^+ \{ 2G_1 + 2\eta G_3 \}, \quad (2.9)$$

где $\eta = Q^2 / 4M^2$.

Легко видеть, что они связаны условием

$$(1 + 2\eta)J_{1,1}^+ + J_{1,-1}^+ - 2\sqrt{2\eta}J_{1,0}^+ - J_{0,0}^+ = 0. \quad (2.10)$$

Таким образом, из четырех спиральных амплитуд (2.6) – (2.9) только три остаются независимыми. Условие (2.10) называют “угловым” условием [33]. Оно оказывается ничем иным, как следствием релятивистской ковариантности теории.

Важно отметить следующее обстоятельство. Угловое условие показывает: что даже в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ спиральные амплитуды зависят не от одного размерного параметра Λ_{QCD}^2 , а от двух: Λ_{QCD}^2 и $4M^2$.

2.2.2 Дейтронные форм-факторы. Зарядовый $G_C(Q^2)$, магнитный $G_M(Q^2)$ и квадрупольный $G_Q(Q^2)$ форм-факторы, связаны с форм-факторами $G_1(Q^2)$, $G_2(Q^2)$ и $G_3(Q^2)$ зависимостями (1.3).

Используя (2.7) – (2.10) форм-факторы $G_C(Q^2)$, $G_M(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$ можно выразить в терминах произвольных трёх поляризационных амплитуд $J_{0,0}^+$, $J_{1,-1}^+$ и $J_{1,0}^+$

$$\begin{aligned}
G_C &= \frac{1}{2P(2\eta+1)} \left[\frac{3-2\eta}{6} J_{0,0}^+ + \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\eta}{2}} J_{1,0}^+ + \frac{2\eta-1}{3} J_{1,-1}^+ \right], \\
G_M &= \frac{1}{2P(2\eta+1)} \left[J_{0,0}^+ + \frac{2\eta-1}{\sqrt{2\eta}} J_{1,0}^+ - J_{1,-1}^+ \right], \\
G_Q &= \frac{1}{2P(2\eta+1)} \left[-\frac{1}{2} J_{0,0}^+ + \sqrt{\frac{1}{2\eta}} J_{1,0}^+ - \frac{\eta+1}{2\eta} J_{1,-1}^+ \right].
\end{aligned} \tag{2.11}$$

В свою очередь, согласно (1.6) – (1.10), структурные функции $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ и компоненты тензорной поляризации $t_{20}(\theta_{Lab}, Q^2)$, $t_{21}(\theta_{Lab}, Q^2)$, $t_{22}(\theta_{Lab}, Q^2)$ можно выразить через данные форм-факторы и угол рассеяния.

Для примера приведём другой набор поляризационных амплитуд: $J_{1,1}^+$, $J_{1,-1}^+$ и $J_{1,0}^+$. В этом случае форм-факторы $G_C(Q^2)$, $G_M(Q^2)$ и $G_Q(Q^2)$ представляются соотношениями

$$G_C = \frac{1}{4P} \left[J_{1,1}^+ + \frac{1}{3} \sqrt{2\eta} J_{1,0}^+ + \frac{1}{3} J_{1,-1}^+ \right], \tag{2.12}$$

$$G_M = \frac{1}{4P} \left[J_{1,1}^+ - \frac{1}{\sqrt{2\eta}} J_{1,0}^+ \right], \tag{2.13}$$

$$G_Q = \frac{1}{4P} \left[\sqrt{\frac{1}{2\eta}} J_{1,0}^+ - \frac{1}{\eta} J_{1,-1}^+ \right]. \tag{2.14}$$

2.2.3 Правила кваркового счёта и поведение дейтронных форм-факторов при высоких энергиях. Исходя из асимптотических свойств пКХД и некоторых общих правил теории поля, можно получить очень простые правила, определяющие поведение амплитуд $J_{0,0}^+$, $J_{1,0}^+$ и $J_{1,-1}^+$ [49, 72, 86, 87, 88]. А именно, пКХД предсказывает, что $J_{0,0}^+$ является ведущей амплитудой при асимптотически больших энергиях. Причем, если пренебречь логарифмическими поправками, то ее асимптотическое поведение определяется правилами кваркового счёта [35, 36]

$$J_{0,0}^+ \sim \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right)^{10}. \quad (2.15)$$

В свою очередь амплитуды с переключением спиральности $J_{1,0}^+$ и $J_{1,-1}^+$ подавлены дополнительными степенями по $\frac{\Lambda_{QCD}}{Q}$ (см. формулу (1.18)).

Это соотношение согласуется с угловым условием (2.10) в области, когда $Q^2 \gg 4M^2$.

Как уже говорилось выше, набор $J_{0,0}^+$, $J_{1,0}^+$ и $J_{1,-1}^+$ будем рассматривать как главные амплитуды нашего рассмотрения, поведение которых согласно (2.20) и (2.22) в промежуточной области, регулируется только Λ_{QCD} . В свою очередь амплитуда $J_{1,1}^+$ определяется из углового условия (2.10) и поэтому зависит от двух масштабных параметров Λ_{QCD} и $4M^2$.

2.3 Параметризации амплитуд переключения спиральности

2.3.1 Вычисление аномальных размерностей амплитуд переключения спиральностей. Далее, следуя подходу [47, 90] вместо амплитуд $J_{0,0}^+$, $J_{1,0}^+$ и $J_{1,-1}^+$ перейдем к редуцированным амплитудам g_{00} , g_{0+} и g_{+-}

$$\frac{1}{4P} J_{\lambda,\lambda'}^+(Q^2) = [\alpha_s(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)]^4 G^2\left(\frac{Q^2}{4}\right) g_{\lambda,\lambda'}^+(Q^2), \quad (2.16)$$

где $G(Q^2)$ – форм-фактор для трёхкваркового кластера.

Для форм-фактора $G(Q^2)$ будем предполагать дипольное поведение $G(Q^2) = [1 + Q^2/\mu^2]^{-2}$. Параметр μ^2 отличен от значения для свободного нуклона 0.71 ГэВ^2 и, следовательно, учитывает влияние ядерной среды.

Далее будем различать две кинематические области. Первая область – “область пКХД” с относительно большими значениями Q^2 ($Q^2 > Q_0^2$) и вторая $Q^2 < Q_0^2$ – низкоэнергетическая “мезонная область”. Значение параметра Q_0^2 , как и обоснованность нашей параметризации низкоэнергетической и высокоэнергетической областей, будет определено из анализа экспериментальных данных.

Поскольку, согласно правилам кваркового счёта, известен характер убывания амплитуд перехода в зависимости от величины Q^2 , имеем

$$\begin{aligned} g_{00}^{+(asy)} &= \frac{N_1(\Lambda_{QCD}^2)}{Q^2} f(Q^2/\Lambda_{QCD}^2), \\ g_{0+}^{+(asy)} &= \frac{N_2(\Lambda_{QCD}^2)}{Q^3} f(Q^2/\Lambda_{QCD}^2), \\ g_{+-}^{+(asy)} &= \frac{N_3(\Lambda_{QCD}^2)}{Q^4} f(Q^2/\Lambda_{QCD}^2), \end{aligned} \quad (2.17)$$

где N_1 , N_2 и N_3 – величины, которые подлежат определению из сравнения данной параметризации с экспериментом, а множитель $f(Q^2)$ учитывает логарифмические поправки, обусловленные глюонными межкварковыми обменами [110, 111],

$$\begin{aligned} f(Q^2/\Lambda_{QCD}^2) &= \frac{[\alpha_s(Q^2)]^5}{[\alpha_s(Q^2/4)]^4} \frac{[\lg(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)]^{-2\gamma^d}}{[\lg(Q^2/4\Lambda_{QCD}^2)]^{-4\gamma^N}} \sim, \\ &\sim [\alpha_s(Q^2)]^5 \left\{ [\lg(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)]^{-2\gamma^d} \right\}^{\frac{2C_F}{5\beta}}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Здесь

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta \lg Q^2/\Lambda_{QCD}^2}$$

бегущая константа связи КХД [51], а γ^d и γ^N – так называемые аномальные размерности дейтронного и нуклонного полей, которые равны [110, 111]

$$\gamma^d = \frac{6C_F}{5\beta}, \quad \gamma^N = \frac{C_F}{2\beta}, \quad (2.19)$$

где $C_F = (n_c^2 - 1)/(2n_c^2)$, $\beta = 11 - \frac{2}{3}n_f$, а $n_c = 3$ – число цветов, $n_f = 2$ – число кварковых ароматов.

Мы пренебрегаем зависимостью аномальных размерностей от поляризации дейтрона, поскольку эта зависимость убывает степенным образом [110]

$$\delta J_{real}^{max} \approx \alpha_s^5(Q^2) \frac{N}{Q^{10}} \ln^{C_F/2\beta}(Q^2/\Lambda_{QCD}^2) \{1 - \ln^{-C_F/4\beta}(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)\},$$

$$\delta J_{ouer}^{max} \approx \alpha_s^5(Q^2) \frac{N}{Q^{10}} \ln^{C_F/2\beta}(Q^2/\Lambda_{QCD}^2) \left\{1 - \frac{N}{Q^2}\right\}.$$

Отсюда окончательно находим оценку

$$\delta J_{real}^{max} - \delta J_{ouer}^{max} \approx \alpha_s^5(Q^2) \frac{N}{Q^{12}} \ln^{C_F/2\beta}(Q^2) \{ \ln^{-C_F/4\beta}(Q^2) - 1 \}.$$

где

δJ_{real}^{max} и δJ_{ouer}^{max} – максимальная разница между параметризацией с учётом аномальных размерностей во всех токах или только в ведущей амплитуде J_{00} .

2.3.2 Параметризация спиральных амплитуд в мезонной области.

Величины N_1 , N_2 и N_3 , содержащиеся в (2.17), не могут быть рассчитаны в пКХД. В работе они определялись из физических соображений о гладкой связи между высокоэнергетической областью (где данные константы заданы) и редуцированными амплитудами перехода для низкоэнергетической области $Q^2 \leq Q_0^2$. В низкоэнергетической области для редуцированных амплитуд предлагается следующая “мезонная” аппроксимация

$$\begin{aligned}
\tilde{g}_{00}^+ &= \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{Q^2 + a_n^2}, \\
\tilde{g}_{0+}^+ &= Q \sum_{n=1}^N \frac{b_n}{Q^2 + a_n^2}, \\
\tilde{g}_{-+}^+ &= Q^2 \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{Q^2 + a_n^2},
\end{aligned} \tag{2.20}$$

где $a_n^2 = a_0^2 + n m_0^2$.

Константы a_n , b_n , c_n в (2.28) являются параметрами подгонки.

Как и в [54], для выполнения граничных условий нормировки при $Q^2 = 0$ в редуцированных амплитудах были учтены следующие условия

$$\sum_{n=1}^N \frac{a_n}{a_n^2} = 1, \quad \sum_{n=1}^N \frac{b_n}{a_n^2} = \frac{2 - \mu_d}{2\sqrt{2}M}, \quad \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{a_n^2} = \frac{1 - \mu_d - Q_d}{2M^2}. \tag{2.21}$$

Величины N_1 , N_2 и N_3 в соотношениях (2.17) для редуцированных амплитуд переключения спиральности определяются из условий сшивки мезонной и асимптотической областей в точке $Q^2 = Q_0^2$, которая сама является параметром подгонки

$$\begin{aligned}
g_{ij}^{+(asy)}(Q_0^2) &= \tilde{g}_{ij}^+(Q_0^2), \\
\frac{\partial^2 g_{00}^{+(asy)}}{\partial Q^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{g}_{00}^+}{\partial Q^2}, \\
\frac{\partial g_{0+}^{+(asy)}}{\partial Q} &= \frac{\partial \tilde{g}_{0+}^+}{\partial Q}, \\
\frac{\partial^2 g_{+-}^{+(asy)}}{\partial Q^2} &= \frac{\partial^2 \tilde{g}_{+-}^+}{\partial Q^2}.
\end{aligned} \tag{2.22}$$

2.4 База данных и параметры, полученные в результате подгонки

В работе анализировались данные из следующих работ: [53, 74, 75, 92, 94, 95, 96, 97, 98, 99] для $A(Q^2)$, [78, 94, 95, 100, 101] для $B(Q^2)$, [8, 9, 12, 13, 16, 105, 108] для t_{20} и [9, 16] для t_{21} , t_{22} . Необходимо отметить, что из-за больших погрешностей измерений t_{21} и t_{22} , указанные компоненты тензорной поляризации фактически оказались малоинформативными для нашего анализа, а данные работы [101] находятся в резком противоречии со всем набором данных выборки и потому были опущены при анализе. Также не были включены в рассмотрение данные из [109], т.к. они имеют большие погрешности и фактически не влияют на получаемые результаты. Данные из работы [97] несколько отличаются от мировых данных в сторону меньших значений наблюдаемых, но из-за больших погрешностей при получении данных [97] наш анализ нечувствителен к данному различию.

Точка сшивки Q_0^2 рассматривалась как параметр модели, однако параметр Λ_{QCD} был зафиксирован значением 220 МэВ.

В зависимостях (2.20) и (2.21) принималось $N=4$. Таким образом, модель имела 10 независимых параметров подгонки.

Значения параметров, полученных в результате подгонки, представлены в табл. 2.1 с выборкой из 200 точек и критерием подгонки $\chi^2 = 299$ ($\chi^2 / (N_p - N_f) \approx 1.57$) [56]. Для равнения в работе [54], без учёта аномальных размерностей, была получена оценка $\chi^2 / (N_p - N_f) \approx 1.81$, а количество параметров равнялось 13 (рис.2.3.).

Значения параметра сшивки Q_0 в зависимости от значения величины подгонки $\max \left\{ \int_{Q^2}^{\infty} |g_{00}^{+(asy)} - g_{00}^+| dQ / \int_{Q^2}^{\infty} |g_{00}^+| dQ \right\} \leq \delta$, полученные в работе [54], для сравнения приведены в табл.2.2.

Таблица 2.1

Параметр	Значение	Размерность
α_0	0.26350	$\Gamma\mathfrak{B}$
m_0	0.36864	$\Gamma\mathfrak{B}$
a_1	$0.5373059 \cdot 10^{-1}$	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
a_2	0.2836982	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
a_3	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
a_4	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
b_1	$-9.898079 \cdot 10^{-1}$	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
b_2	1.6950028	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
b_3	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
b_4	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
c_1	-0.1074219	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
c_2	$-0.7075449 \cdot 10^{-1}$	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
c_3	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
c_4	(2.29)	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
Q_0^2	3.50120	$\Gamma\mathfrak{B}^2$
μ^2	0.50959	$\Gamma\mathfrak{B}^2$

Таблица 2.2

$\delta, \%$	$Q_0, \Gamma\mathfrak{B}$
10	2.92
7	3.44
5	4.04
2	6.28
1	8.84

2.5 Анализ результатов

Сравнение результатов подгонки с экспериментальными данными для форм-факторов $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ и компонент тензора поляризации t_{20} , t_{21} , t_{22} приведено на рис. 2.1 – 2.7. На всех приведенных рисунках непрерывная кривая соответствует результату фита, а пунктирная кривая – поведение, рассчитанное по формулам (2.17) и экстраполированное на предасимптотическую область $Q^2 < Q_0^2$.

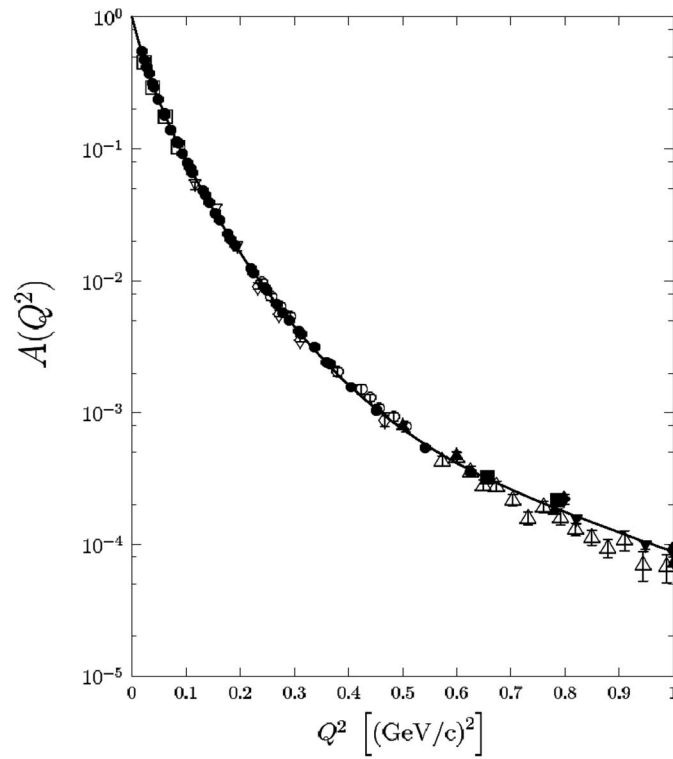


Рис. 2.1. Сравнение модели с экспериментальными данными [53, 74, 75, 92, 94 – 99] для структурной функции $A(Q^2)$ при $Q^2 \leq 1 \text{ ГэВ}^2$

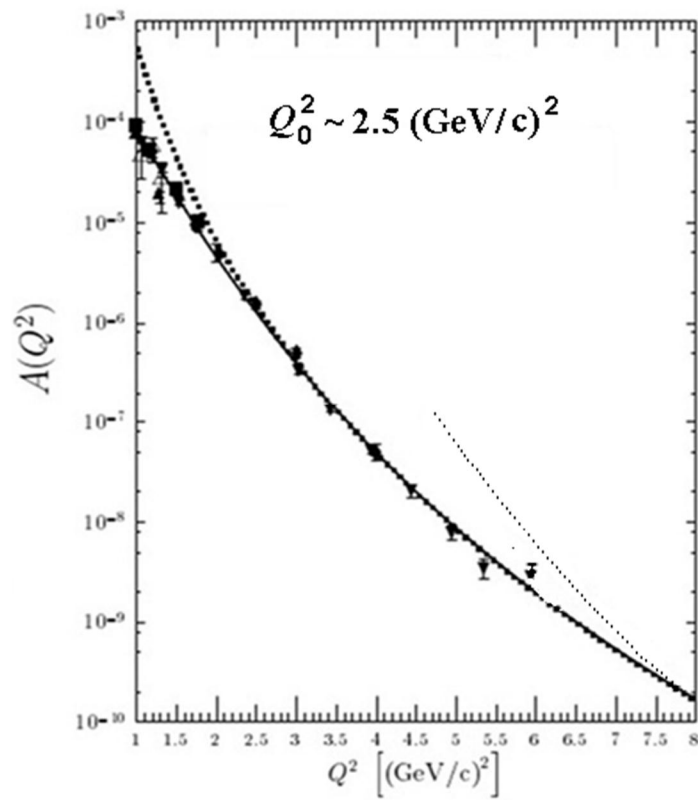


Рис. 2.2. Сравнение модели с экспериментальными данными [53, 74, 75, 92, 94, 95, 96, 97, 98, 99] для структурной функции $A(Q^2)$ при $Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2$.

На рис. 2.2 и 2.3 жирными точками обозначено асимптотическое предсказание пКХД (2.17), продолженное на “мезонную” область. Для сравнения мелкими точками приведено решение [54].

Из рис. 2.2. видно, что, уже начиная с $Q^2 \sim 2 \text{ ГэВ}^2$, поведение структурной функции $A(Q^2)$ оказывается близким к асимптотическому.

В то же время следует ожидать, что в магнитной структурной функции $B(Q^2)$ асимптотический режим начинает проявляться уже при $Q^2 \sim 3 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 2.3).

В настоящее время в этой области отсутствуют экспериментальные данные. Поэтому измерение $B(Q^2)$ при $Q^2 \geq 3 \text{ ГэВ}^2$ представляет большой интерес для проверки предсказаний пКХД.

Из имеющихся данных по поляризационным характеристикам процесса наибольший интерес представляют t_{20} компоненты тензора поляризации дейтрона. Из-за низкой статистики данных по t_{21} и t_{22} последние оказываются малоинформативными в данном сравнении (рис. 2.5 и 2.6).

В работе [55] из комбинации данных по $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ и t_{20} были извлечены зарядовый и квадрупольный форм-факторы $G_C(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$ дейтрона. Эти результаты сравнены с результатами полученной параметризации. Результаты сравнения приведены на рис. 2.7.

Оказалось, что пКХД хорошо описывает поведение зарядового форм-фактора $G_C(Q^2)$ уже начиная с $Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$.

В заключение следует отметить, что теоретический анализ упругого электрон-дейтронного рассеяния представляет сложную задачу, решение которой следует строить в комплексном учёте кварковых и мезонных степеней свободы. Кроме того, не следует забывать, что помимо рассмотренного в данной Главе борновского приближения в ряде случаев в сечение и поляризационные наблюдаемые могут давать заметный вклад более

высокие порядки теории возмущений. Эти вопросы будут обсуждены в следующей Главе.

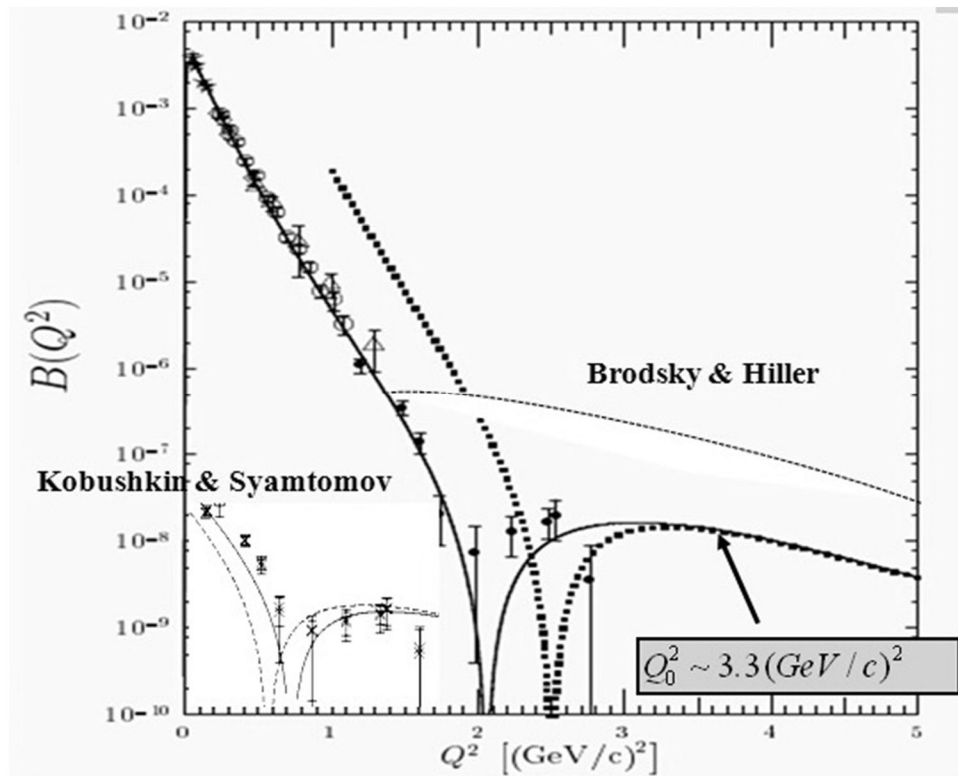


Рис. 2.3. Сравнение модели с экспериментальными данными [78, 94, 95, 100, 101] для магнитной структурной функции $B(Q^2)$

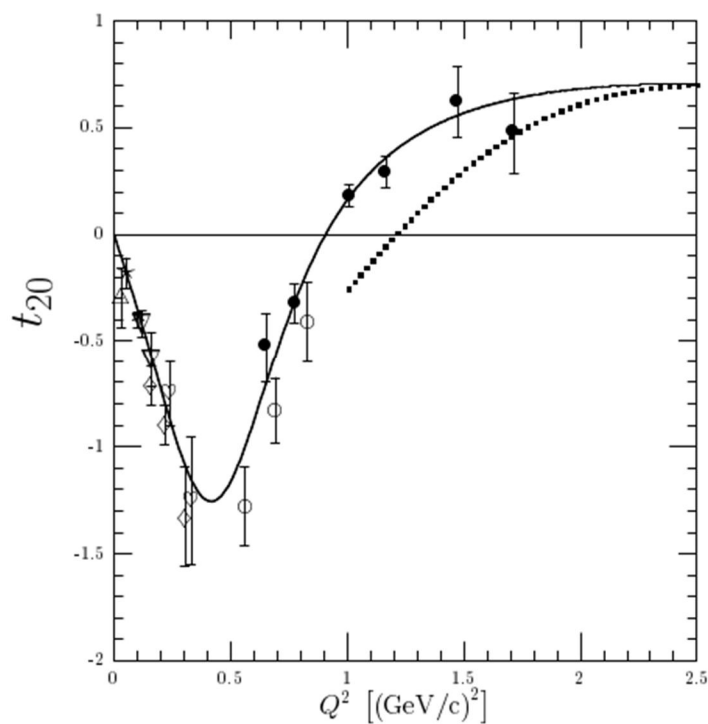


Рис. 2.4. Сравнение модели с экспериментальными данными [8, 9, 12, 13, 16, 108] для t_{20}

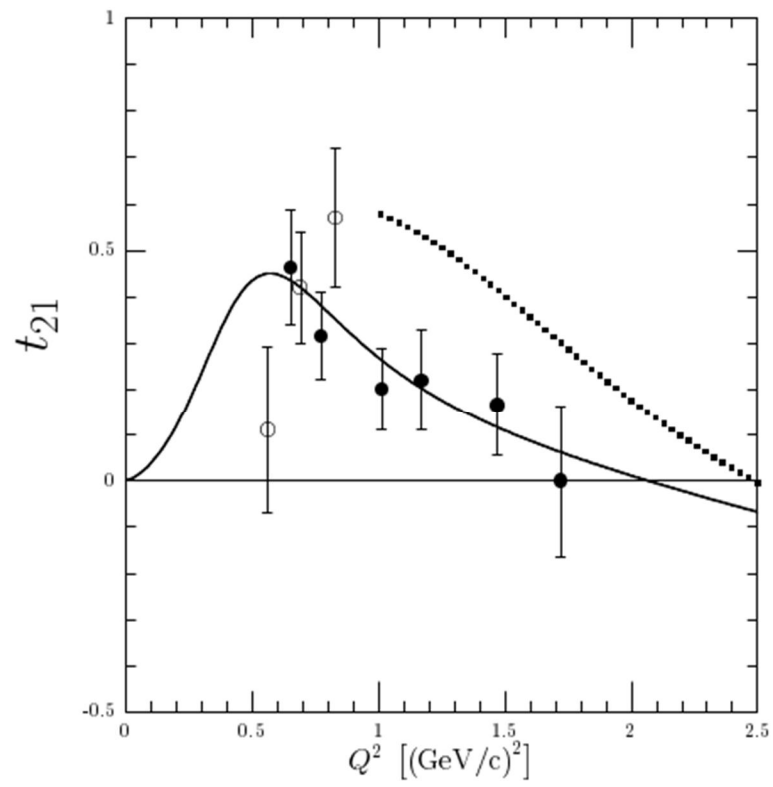


Рис. 2.5. Сравнение модели с экспериментальными данными [9, 16] для t_{21}

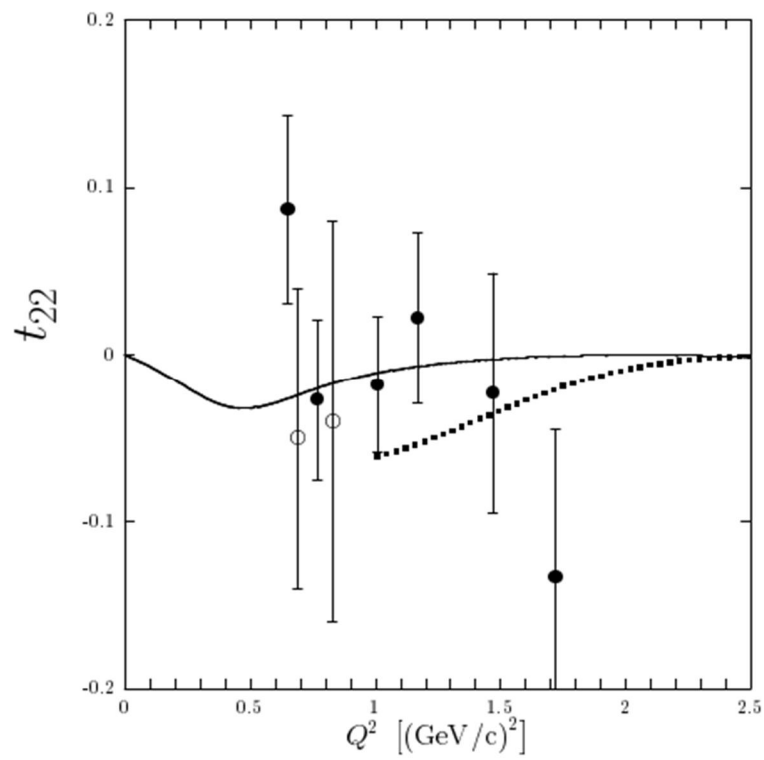


Рис. 2.6. Сравнение модели с экспериментальными данными [9, 16] для t_{22}

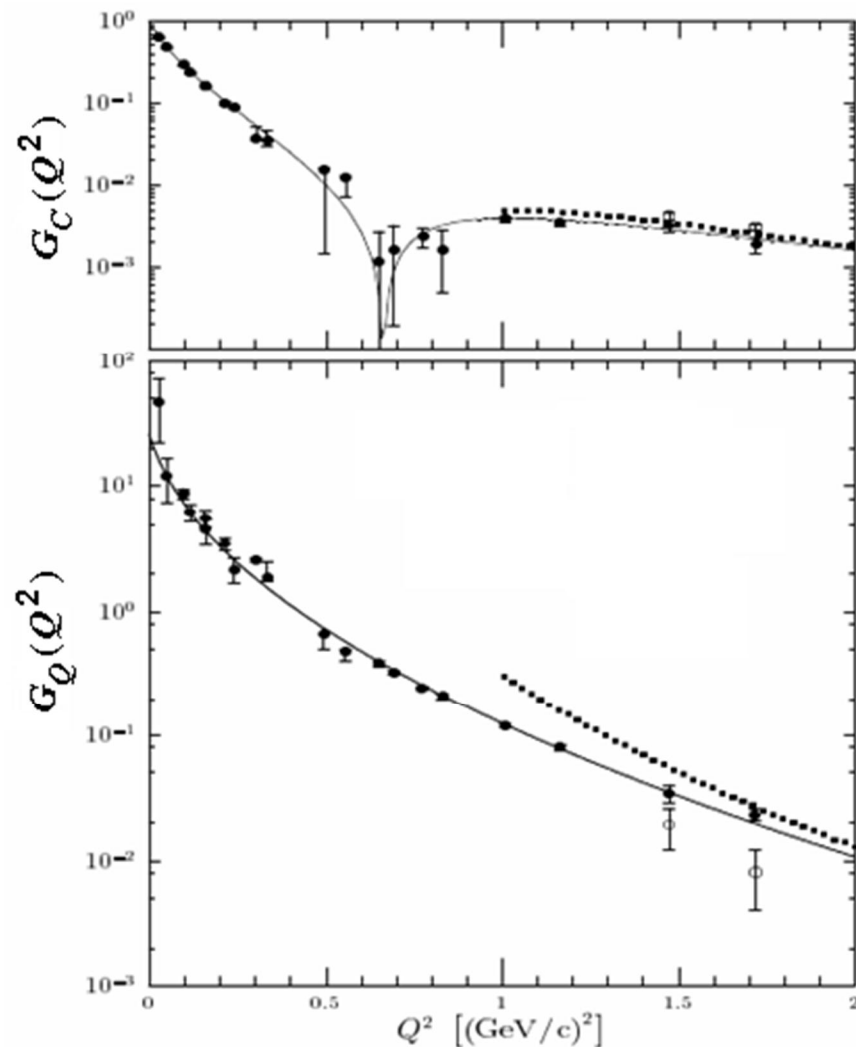


Рис. 2.7. Сравнение модели с экспериментальными данными для $|G_c(Q^2)|$ и $G_Q(Q^2)$, данные взяты из работы [55]

2.6 Основные результаты и выводы по главе

В настоящей Главе рассмотрена роль кварковых степеней свободы дейтрона при описании упругого рассеяния электронов на дейтроне. Рассмотрение ведётся в приближении однофотонного обмена.

- Предложена модель, которая позволяет плавно связать нуклон-мезонное описание упругого электрон-дейтронного рассеяния с асимптотическим поведением, предсказываемым пКХД. При расчете асимптотического поведения амплитуд реакции впервые учтен вклад от эффектов аномальной размерности.

- Проведен одновременный анализ всех имеющихся данных по упругому электрон-дейтронному рассеянию (структурные функции и поляризационные характеристики). Показано, что в структурных функциях $A(Q^2)$ и $B(Q^2)$ асимптотическое поведение, следующее из пКХД, начинается со значения $Q^2 \geq 2 - 3 \text{ ГэВ}^2$, в то время как в зарядовом форм-факторе дейтрона асимптотическое поведение пКХД начинает проявляться уже при $Q^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$.
- В рамках предложенной модели сделано предсказание для будущих экспериментов о поведении магнитной структурной функции $B(Q^2)$ и компонент тензорной поляризации дейтрона t_{20} , t_{21} и t_{22} при больших значениях Q^2 .

ГЛАВА 3

ДВУХФОТОННЫЕ ПОПРАВКИ В ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ

3.1 Основные предпосылки

Из-за малости постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$, можно ожидать, что борновское приближение или, что тоже, приближение однофотонного обмена должно описывать физические наблюдаемые с точностью до нескольких процентов.

Однако экспериментальные исследования, выполненные в Национальной лаборатории Томаса Джефферсона (Нью Порт Ньюз, США) [113, 114, 156], вместе с теоретическим анализом данного отношения [118, 119, 120], показали, что, по крайней мере, в упругом ep -рассеянии это не так.

Изучалось отношение электрического к магнитному форм-фактору протона $R = \mu_p \cdot G_E^p(Q^2)/G_M^p(Q^2)$. Множитель μ_p (магнитный момент протона, выраженный в ядерных магнетонах) введен для удобства.

Величина R может быть измерена экспериментально двумя методами. Причём оба эти метода основаны на приближении однофотонного обмена. Во-первых, значения R могут быть извлечены методом Розенблюта из данных по сечениям реакции упругого ep -рассеяния. Во-вторых, на основании

соотношения $\frac{P_l}{P_t} = \frac{G_M}{GP_Q} \sqrt{\tau \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon}}$, (где $\tau = \frac{Q^2}{4m^2}$, $\varepsilon = \left[1 - 2(1 + \tau) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_{Lab}}{2}\right]^{-1}$),

из измерения отношения продольной P_l к поперечной P_t поляризации протона отдачи в процессе упругого рассеяния поляризованного электрона на протоне $\vec{e} + p \rightarrow e + \vec{p}$.

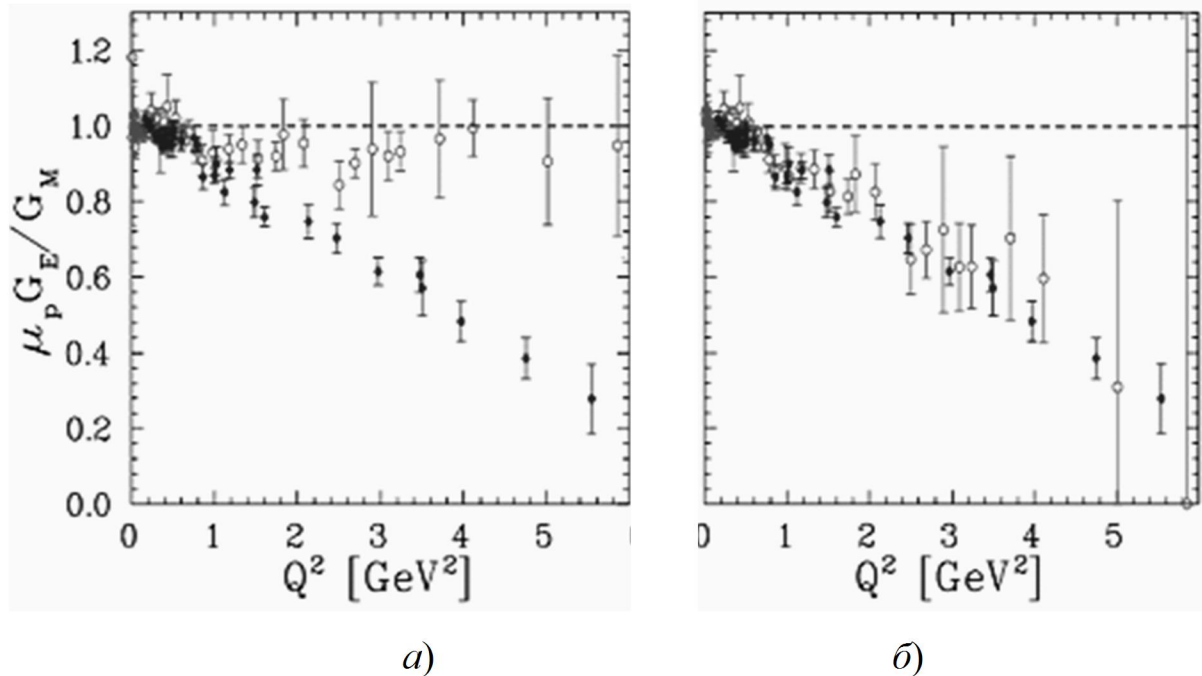


Рис 3.1. Отношение $\mu_p G_E / G_M$, извлечённое из поляризационных данных (точки) и из формулы Розенблюта (кружки) в однофотонном приближении (а) и с учётом двухфотонных диаграмм (б) (графики взяты из работы [131])

На рис. 3.1 приведены результаты сравнения зависимости R от квадрата переданного импульса Q^2 , взятые из работы [131].

На рис. 3.1, а показано сравнение зависимости R от квадрата переданного импульса Q^2 , измеренное двумя различными методами. Отношение R , полученное методом Розенблюта, изображено открытыми кружками, а методом передачи поляризации – точками. Видно, что результаты разных измерений отличаются существенным образом.

Одним из объяснений данного факта может быть то, что основное приближение (однофотонный обмен), которое использовалось в теоретическом обосновании каждого из методов, не является адекватным для извлечения R и необходимо учитывать следующий порядок теории возмущений.

На рис. 3.1, б представлены те же величины, но с учетом двухфотонных поправок в формуле Розенблюта (рис. 3.1, б) [130]. Видно, что учет двухфотонного обмена существенным образом сокращает расхождение величины R , измеренной разными методами.

Можно полагать, что эффекты двухфотонного обмена также играют важную роль и в рассеянии электронов на дейтронах и некоторых более сложных ядрах. Однако до сих пор в этом направлении были получены лишь самые грубые оценки [17,103,121,122,123,125,126,127,128].

Как показано в работе [173], двухфотонные диаграммы Фейнмана в ed -рассеянии бывают двух видов: диаграммы, где промежуточные фотоны взаимодействуют с одним нуклоном (диаграммы типа I) и диаграммы, где два фотона взаимодействуют с разными нуклонами (или диаграммы типа II). В работе [126] были рассчитаны только диаграммы типа II, причём расчёт производился в рамках гауссовского приближения для волновой функции дейтрона. В свою очередь, в работах [103, 128] некоторые эффекты, связанные с диаграммами типа I были рассмотрены методом эффективного лагранжиана [104, 112]. Оба типа диаграммы были одновременно рассчитаны в работе [173] в рамках полурелятивистского расчета с дейтронными волновыми функциями для "реалистичных" NN потенциалов.

В данной Главе дается подробная оценка эффектов, возникающих от учёта двухфотонной амплитуды для упругого электрон-дейтронного рассеяния в рамках полурелятивистского расчета. Структура Главы следующая: в подразделе 3.2 изучается общая структура амплитуды реакции в приближении однофотонного + двухфотонного обмена. Определяются шесть независимых обобщенных форм-факторов, учитывающих двухфотонные поправки. Показано, что только три линейно-независимые комбинации из этих обобщенных форм-факторов дают вклад в сечение во втором порядке теории возмущений. Обобщенные форм-факторы вычисляются в подразделе 3.3. В подразделе 3.4 вычисляется вклад двухфотонных амплитуд в обобщённые структурные функции, поляризационные наблюдаемые и проводится анализ полученных результатов. Подраздел 3.5 содержит основные выводы.

3.2 Кинематика и определения

Для импульсов электрона и дейтрона в начальном и конечном состояниях введены обозначения k , k' и d , d' ; $q = k - k'$ – переданный импульс. При проведении расчетов полагаем, что масса дейтрона равна удвоенной массе нуклона $m = 1/2 M$.

Все вычисления выполняются в системе Брейта (рис. 3.2). В этой системе дейтрон имеет одну и ту же энергию E_d в начальном и конечном состояниях и движется в разных направлениях вдоль оси z .

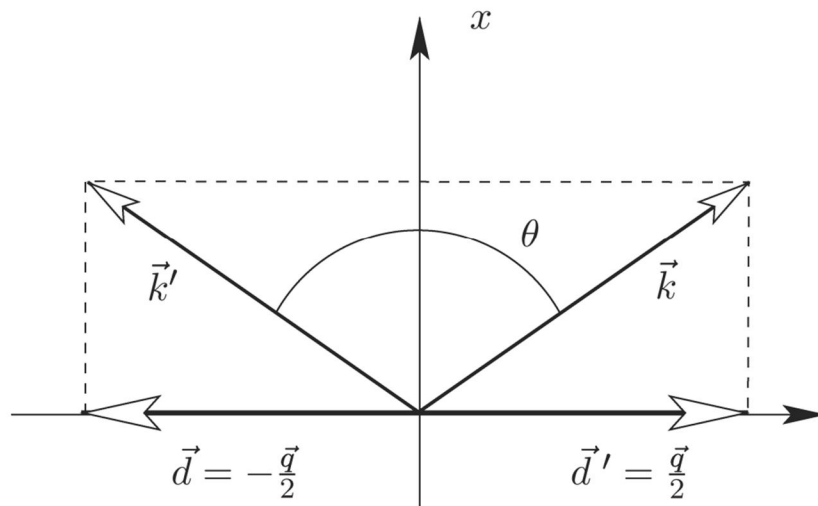


Рис. 3.2. Система Брейта

Таким образом, получаем

$$d_0 = d'_0 = E_d, \quad \vec{d}_\perp = \vec{d}'_\perp = 0, \quad d_3 = -d'_3 = -Q/2, \\ q = (0, 0, 0, Q), \quad (3.1)$$

$$k_0 = k'_0 \equiv E_e, \quad \vec{k}_\perp = \vec{k}'_\perp, \quad k_3 = -k'_3 \equiv \frac{1}{2}Q,$$

$$E_d = \sqrt{M^2 + Q^2/4},$$

где $Q = \sqrt{Q^2} = \sqrt{-q^2}$ – модуль переданного импульса.

Для определенности будем полагать, что поперечный импульс электронов направлен вдоль оси x

$$k_1 = E_e \cos \frac{\theta}{2}, \quad k_2 = 0, \quad k_3 = \frac{1}{2}Q = E_e \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3.2)$$

Параметр ε (“поляризации виртуального фотона”) следующим образом выражается через угол θ в системе Брейта:

$$\varepsilon = \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (3.3)$$

Углы рассеяния в системе Брейта и в л.с. связаны зависимостью

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = (1 + \eta) \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{lab}}{2} \right),$$

где $\eta = Q^2 / 4M^2$.

Векторы поляризации для падающих и рассеянных дейтронов, обозначим $\varepsilon_{(\lambda)}(d)$ и $\varepsilon_{(\lambda')}(d')$, где λ – проекция спина дейтрона на ось z .

Тогда

$$\begin{aligned} \varepsilon_{(\pm 1)}(d) &= \varepsilon_{(\pm 1)}(d') = -\sqrt{\frac{1}{2}}(0, \pm 1, i, 0), \\ \varepsilon_{(0)}(d) &= \frac{1}{M} \left(-\frac{Q}{2}, 0, 0, E_d \right), \\ \varepsilon_{(0)}(d') &= \frac{1}{M} \left(\frac{Q}{2}, 0, 0, E_d \right). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Компоненты электромагнитного тока $j^\mu = \bar{u}_h(k') \gamma^\mu u_h(k)$ имеют вид (Приложение А)

$$j_0 = 2E_e \cos \frac{\theta}{2}, \quad j_1 = -2E_e, \quad j_2 = -2ihE_e \sin \frac{\theta}{2}, \quad j_3 = 0. \quad (3.5)$$

Поскольку электроны ультрарелятивистские, то спиральности входящих и исходящих электронов одинаковы. В дальнейшем знак спиральности электрона обозначаем h .

Вместо обычной амплитуды реакции M полезно ввести новую амплитуду $T_{\lambda\lambda';h}$

$$M = \frac{16\pi\alpha}{Q^2} E_e E_d T_{\lambda\lambda';h}. \quad (3.6)$$

Благодаря пространственной и временной симметрии эта амплитуда должна обладать следующими свойствами:

$$T_{\lambda\lambda';h} = (-1)^{\lambda-\lambda'} T_{-\lambda'-\lambda;-h} - \text{следствие } P\text{-инвариантности}, \quad (3.7)$$

$$T_{\lambda'\lambda;h} = T_{-\lambda-\lambda';h} - \text{следствие } T\text{-инвариантности}. \quad (3.7')$$

Амплитуда реакции определяется шестью независимыми инвариантными амплитудами (форм-факторами), которые задаются согласно следующей параметризацией

$$T_{\lambda'\lambda;h} = \begin{pmatrix} \check{G}_{11} \cos \frac{\theta}{2} & -\sqrt{\frac{\eta}{2}} \check{G}_{10}^h & \check{G}_{1-1}^h \\ \sqrt{\frac{\eta}{2}} \check{G}_{10}^{-h} & \check{G}_{00} \cos \frac{\theta}{2} & -\sqrt{\frac{\eta}{2}} \check{G}_{10}^h \\ \check{G}_{1-1}^{-h} & \sqrt{\frac{\eta}{2}} \check{G}_{10}^{-h} & \check{G}_{11} \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

где строки и столбцы соответствуют различным поляризациям $(\lambda', \lambda) = +1, 0, -1$;

$$\check{G}_{10}^h = f_1 + h \sin \frac{\theta}{2} f_2, \quad \check{G}_{1-1}^h = f_3 + h \sin \frac{\theta}{2} f_4. \quad (3.9)$$

Форм-факторы $\check{G}_{11}$, $\check{G}_{00}$ и $f_1, \dots, f_4$ являются комплексными функциями двух независимых кинематических переменных, в нашем случае ими выступают Q^2 и θ .

Сотношения между этими амплитудами $T_{\lambda'\lambda;h}$ и инвариантными амплитудами $G_1, \dots, G_6$, используемые другими авторами [128, 129], приведено в Приложении Б.

Разложим амплитуду (3.8) в ряд по константе α и сохраним только члены нулевого и первого порядка. Как показано в Приложении Б (см. формулу (Б.8)), в приближении однофотонного обмена амплитуда записывается в терминах зарядового, магнитного и квадрупольного форм-факторов G_C , G_M и G_Q

$$T_{\lambda,\lambda';h}^{(0)} = \begin{pmatrix} \left(G_C - \frac{2}{3}\eta G_Q\right)\cos\frac{\theta}{2} & -\sqrt{\frac{\eta}{2}}G_M\left(1+h\sin\frac{\theta}{2}\right) & 0 \\ \sqrt{\frac{\eta}{2}}G_M\left(1-h\sin\frac{\theta}{2}\right) & \left(G_C + \frac{4}{3}\eta G_Q\right)\cos\frac{\theta}{2} & -\sqrt{\frac{\eta}{2}}G_M\left(1+h\sin\frac{\theta}{2}\right) \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta}{2}}G_M\left(1-h\sin\frac{\theta}{2}\right) & \left(G_C - \frac{2}{3}\eta G_Q\right)\cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Форм-факторы $G_C(Q^2)$, $G_M(Q^2)$ и $G_Q(Q^2)$ являются действительными функциями и зависят только от одной переменной Q^2 .

Далее можно ввести обобщенные электрический $\check{G}_C(Q^2, \theta)$, магнитный $\check{G}_M(Q^2, \theta)$ и квадрупольный $\check{G}_Q(Q^2, \theta)$ форм-факторы таким образом, чтобы они воспроизводили спиновую структуру уравнения (3.10), а также дополнительные форм-факторы $g_1(Q^2, \theta)$, $g_2(Q^2, \theta)$ и $g_3(Q^2, \theta)$. Связь этих форм-факторов с форм-факторами $\check{G}_{11}$, $\check{G}_{00}$ и $f_1, \dots, f_4$, следующая:

$$\begin{aligned} \check{G}_{11}(Q^2, \theta) &= \check{G}_C(Q^2, \theta) - \frac{2}{3}\eta\check{G}_Q(Q^2, \theta), \\ \check{G}_{00}(Q^2, \theta) &= \check{G}_C(Q^2, \theta) + \frac{4}{3}\eta\check{G}_Q(Q^2, \theta), \\ f_1 &= \check{G}_M(Q^2, \theta) + g_1\sin^2\frac{\theta}{2}, \quad f_2 = \check{G}_M(Q^2, \theta) - g_1, \\ f_3 &= g_2, \quad f_4 = g_3. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Раскладывая функции $\check{G}_C$, $\check{G}_M$ и $\check{G}_Q$ по степеням α , получаем

$$\begin{aligned}\check{G}_C(Q^2, \theta) &= G_C(Q^2) + \delta \check{G}_C(Q^2, \theta) + O(\alpha^2), \\ \check{G}_Q(Q^2, \theta) &= G_Q(Q^2) + \delta \check{G}_Q(Q^2, \theta) + O(\alpha^2), \\ \check{G}_M(Q^2, \theta) &= G_M(Q^2) + \delta \check{G}_M(Q^2, \theta) + O(\alpha^2),\end{aligned}\tag{3.12}$$

где δ обозначает члены последующего порядка по α ; форм-факторы g_1 , g_2 и g_3 пропорциональны α : $g_1 \sim \alpha$, $g_2 \sim \alpha$ и $g_3 \sim \alpha$.

После стандартных вычислений получим дифференциальное сечение в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_M}{\cos^2 \frac{\theta}{2}} \overline{|T|^2},\tag{3.13}$$

где σ_M – мотовское дифференциальное сечение, а черта над квадратом модуля амплитуды означает усреднение по поляризациям начального состояния и суммирование по поляризациям конечного состояния

$$\begin{aligned}\overline{|T|^2} &= \frac{1}{6} \sum_{\lambda\lambda'; h} |T_{\lambda\lambda'; h}|^2 = \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[\check{A}(Q^2, \theta) + \text{tg}^2\left(\frac{\theta_{lab}}{2}\right) \check{B}(Q^2, \theta) \right] + O(\alpha^2) = \\ &= \left(1 + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \left[\varepsilon |\check{G}_E(Q^2, \theta)|^2 + \frac{2}{3} \eta |\check{G}_M(Q^2, \theta)|^2 \right] + O(\alpha^2).\end{aligned}\tag{3.14}$$

Здесь

$$\begin{aligned}\check{A}(Q^2, \theta) &= |\check{G}_C(Q^2, \theta)|^2 + \frac{8}{9} \eta^2 |\check{G}_Q(Q^2, \theta)|^2 + \frac{2}{3} \eta |\check{G}_M(Q^2, \theta)|^2, \\ \check{B}(Q^2, \theta) &= \frac{4}{3} (1 + \eta) \eta |\check{G}_M(Q^2, \theta)|^2, \\ G_E^2 &= |\check{G}_C(Q^2, \theta)|^2 + \frac{8}{9} \eta^2 |\check{G}_Q(Q^2, \theta)|^2.\end{aligned}\tag{3.15}$$

Преимущество использования форм-факторов $\tilde{G}_C(Q^2, \theta)$, $\tilde{G}_M(Q^2, \theta)$ и $\tilde{G}_Q(Q^2, \theta)$ состоит в том, что выражение для сечения имеет тот же вид, что и в формуле Розенблюта. Тем не менее, такое разделение на обобщённые структурные функции $\tilde{A}(Q^2, \theta)$ и $\tilde{B}(Q^2, \theta)$ имеет формальный характер, так как последние уже зависят от двух переменных и розенблютовское разделение структурных функций провести невозможно.

3.3 Основные приближения и их обоснование

В дальнейшем будем пренебрегать как процессами более высокого порядка по α , так и вкладом мезонных обменных токов. В работе рассчитываются два типа амплитуд двухфотонного обмена, где виртуальные фотоны непосредственно взаимодействуют с нуклонами

$$M_2 = M_2^I + M_2^{II}. \quad (3.16)$$

Одной из них, $M_2^I = M_p^I + M_n^I$, можно поставить в соответствие диаграммы, где два фотона взаимодействуют с одним и тем же нуклоном (рис. 3.3, *а*). Другой тип, $M_2^{II} = M_p^{II} + M_n^{II}$, отвечает диаграммам, где разные фотоны взаимодействуют с различными нуклонами (рис. 3.3, *б*).

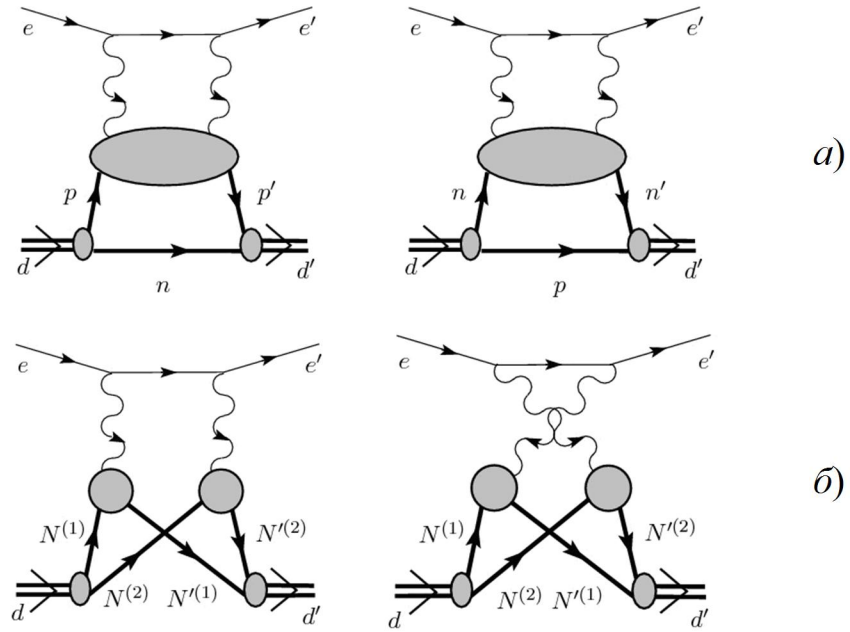


Рис. 3.3. Диаграммы двухфотонного обмена

Структура дейтрона описывается нерелятивистской волновой функцией

$$\begin{aligned}
 \Psi(\lambda, \vec{p}) &= \sum_{\sigma_1, \sigma_2} \psi_{\sigma_1 \sigma_2}(\lambda, \vec{p}) = \\
 &= \sum_{\sigma_1, \sigma_2} \left[\sqrt{\frac{1}{4\pi}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sigma_1 \sigma_2 | 1\lambda \right\rangle U_0(p) - \right. \\
 &\quad \left. - \sum_{\xi, M} Y_{2\xi}(p) \left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \sigma_1 \sigma_2 | 1M \right\rangle \langle 21 \xi M | 1\lambda \rangle U_2(p) \right] |N_1 \sigma_1, N_2 \sigma_2\rangle,
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

где $\vec{p}$ – внутренний импульс в дейтроне, $|N_1 \sigma_1, N_2 \sigma_2\rangle$ – спин-изоспиновая волновая функция двух нуклонов, $\langle \dots | \dots \rangle$ – коэффициенты Клебша – Гордана.

3.3.1 Диаграммы, описывающие рассеяние двух виртуальных фотонов на одном нуклоне. Двухфотонная амплитуда для электрон-нуклонного рассеяния имеет следующий вид

$$M_2^I = \frac{4\pi\alpha}{Q^2} \bar{u}_h' \gamma_\mu u_h \langle \vec{p}_N' \sigma' | \hat{H}_N^\mu | \vec{p}_N \sigma \rangle, \tag{3.18}$$

где $\hat{H}_N^\mu$ т.н. “эффективный нуклонный ток”

$$\hat{H}_N^\mu = \Delta\tilde{F}_1^N \gamma^\mu - \Delta\tilde{F}_2^N [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \frac{q_\nu}{4m} + \tilde{F}_3^N K_\nu \gamma^\nu \frac{P^\mu}{m^2}. \quad (3.19)$$

В соотношениях (3.18) и (3.19) p_N и p'_N импульсы нуклонов, σ и σ' проекции спина нуклона, $|\vec{p}_N, \sigma\rangle$ и $|\vec{p}'_N, \sigma'\rangle$ – нуклонные спиноры, $K = (k + k')/2$, $P = (p_N + p'_N)/2$, $\Delta\tilde{F}_1^N$ и $\Delta\tilde{F}_2^N$ – поправки к дираковскому и паулевскому форм-факторам, а $\tilde{F}_3^N$ – новый форм-фактор. Все величины $\Delta\tilde{F}_1^N$, $\Delta\tilde{F}_2^N$ и $\tilde{F}_3^N$ порядка α . Они являются комплексными функциями двух кинематических переменных, например, Q^2 и $\nu = 4PK$.

Поскольку мы используем нерелятивистскую волновую функцию дейтрона, то можно положить

$$\begin{aligned} p_p &\approx \left(m, \frac{1}{2}\vec{d} + \vec{p}\right), & p_n &\approx \left(m, \frac{1}{2}\vec{d} - \vec{p}\right), \\ p'_p &\approx \left(m, \frac{1}{2}\vec{d}' + \vec{p}'\right), & p'_n &\approx \left(m, \frac{1}{2}\vec{d}' - \vec{p}'\right), \end{aligned} \quad (3.20)$$

где $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ – внутренние импульсы в дейтроне.

Из уравнения (3.18) следует, что M^I амплитуда есть

$$M_2^I = \frac{4\pi\alpha}{Q^2} \bar{u}' \gamma_\mu u D^\mu(\lambda', \lambda), \quad (3.21)$$

где $D^\mu(\lambda', \lambda)$ – эффективный ток дейтрона.

Эффективный ток дейтрона получается так же, как дейтронный ток J^μ в импульсном приближении [7], если нуклонный ток заменить на эффективный нуклонный ток (3.19)

$$D^\mu(\lambda', \lambda) = \frac{E_d}{m} \int d^3p \Psi^\dagger\left(\vec{p} + \frac{1}{2}\vec{q}, \lambda'\right) \left(\hat{H}_p^\mu + \hat{H}_n^\mu\right) \Psi(\vec{p}, \lambda). \quad (3.22)$$

Здесь $\Psi(\vec{p}, \lambda)$ и $\Psi^\dagger\left(\vec{p} + \frac{1}{2}\vec{q}, \lambda'\right)$ волновые функции дейтрона в начальном и конечном состояниях.

В дальнейшем мы должны выполнить нерелятивистскую редукцию матричных элементов эффективного нуклонного тока. Сохраняя слагаемые, линейные по импульсу нуклона, получаем (Приложение В)

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}'_N \sigma' | \hat{H}_N^0 | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx \\ &\approx 2m \chi_{\sigma'}^\dagger \left(\delta \tilde{G}_E^N - \frac{iE_e Q \sigma^2}{2m^2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \tilde{F}_3^N \right) \chi_\sigma \equiv \chi_{\sigma'}^\dagger \tilde{H}_N^0 \chi_\sigma, \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}'_N \sigma' | \hat{H}_N | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx \\ &\approx \chi_{\sigma'}^\dagger \left[i(\vec{\sigma} \times \vec{q}) \left(\delta \tilde{G}_M^N - \frac{\varepsilon E_e}{m} \tilde{F}_3^N \right) + 2\vec{P} \delta \tilde{G}_E^N \right] \chi_\sigma \equiv \chi_{\sigma'}^\dagger \tilde{H}_N \chi_\sigma, \end{aligned}$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, а $\chi_{\sigma'}$ и χ_σ – паулевские спиноры.

Обобщенные электрический и магнитный форм-факторы нуклона определены [119] как

$$\begin{aligned} \delta \tilde{G}_E^N &= \Delta \tilde{F}_1^N - \tau \Delta \tilde{F}_2^N + \frac{\nu}{4m^2} \tilde{F}_3^N, \\ \delta \tilde{G}_M^N &= \Delta \tilde{F}_1^N - \Delta \tilde{F}_2^N + \frac{\varepsilon \nu}{4m^2} \tilde{F}_3^N, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где $\tau = \frac{Q^2}{4m^2} \approx 4\eta$ и $\nu \approx mE_e$.

После подстановки (3.23) и (3.24) в (3.22) матричные элементы эффективного дейтронного тока между начальным и конечным состояниями дейтрона, будут

$$D^0(\lambda', \lambda) = \begin{cases} 2E_d \left(\delta \tilde{G}_C^I - \frac{2}{3} \eta \delta \tilde{G}_Q^I \right) & \text{при } \lambda = \lambda' = \pm 1 \\ 2E_d \left(\delta \tilde{G}_C^I + \frac{4}{3} \eta \delta \tilde{G}_Q^I \right) & \text{при } \lambda = \lambda' = 0 \\ -2i \frac{E_e E_d}{m} \sqrt{\eta} \cos \frac{\theta}{2} \langle \lambda' | J_2 | \lambda \rangle \tilde{F}_3 & \text{при } \lambda - \lambda' = \pm 1 \\ 0 & \text{при } \lambda' - \lambda = \pm 2 \end{cases}$$

$$\vec{D}(\lambda', \lambda) = i \langle \lambda' | \vec{J} \times \vec{q} | \lambda \rangle \frac{E_d}{M} \left(\delta \tilde{G}_M^I - \frac{\varepsilon E_e}{m} \tilde{F}_3 \right), \quad (3.25)$$

где $\vec{J} = (J_1, J_2, J_3)$ – оператор полного момента дейтрона.

В первом порядке по p_F/Q (где $p_F \approx 50$ МэВ – ферми импульс в дейтроне) аналогичные расчеты приводят к следующим выражениям для двухфотонных вкладов в зарядовый, квадрупольный, магнитный и $\tilde{F}_3^S$ форм-факторы

$$\begin{aligned} \delta \tilde{G}_C^I &= 2\delta \tilde{G}_E^S [I_{00}^0(Q) + I_{22}^0(Q)], \\ \delta \tilde{G}_Q^I &= 3\sqrt{2} \delta \tilde{G}_E^S [I_{20}^2(Q) - I_{22}^2(Q)/\sqrt{8}]/\eta, \\ \delta \tilde{G}_M^I &= M \{ 3/2 \delta \tilde{G}_E^S [I_{22}^0(Q) + I_{22}^2(Q)] + \\ &\quad + 2\delta \tilde{G}_M^S [I_{00}^0(Q) - 0.5 I_{22}^0(Q) + \sqrt{0.5} I_{20}^2(Q) + 0.5 I_{22}^2(Q)] \} / m, \\ \tilde{F}_3 &= 2M \tilde{F}_3^S [I_{00}^0(Q) - 0.5 I_{22}^0(Q) + \sqrt{0.5} I_{20}^2(Q) + 0.5 I_{22}^2(Q)] / m. \end{aligned} \quad (3.26)$$

В этих выражениях были использованы следующие обозначения

$$\begin{aligned} I_{00}^l &= \int_0^\infty dr j_l \left(\frac{1}{2} Qr \right) u_0^2(r), \\ I_{20}^l &= \int_0^\infty dr j_l \left(\frac{1}{2} Qr \right) u_2(r) u_0(r), \\ I_{22}^l &= \int_0^\infty dr j_l \left(\frac{1}{2} Qr \right) u_2^2(r), \end{aligned}$$

где $j_l(z)$ – сферическая функция Бесселя, $u_l(r)$ – радиальная волновая функция дейтрона с орбитальным моментом l и $\delta\tilde{G}_E^S = \frac{1}{2}(\delta\tilde{G}_E^p + \delta\tilde{G}_E^n)$, и т.д.

Сворачивая эффективный дейтронный ток с лептонный ток j_μ , получим

$$g_1^I = -\varepsilon \frac{E_e}{m} \tilde{F}_3. \quad (3.27)$$

Двухфотонные форм-факторы g_2 и g_3 в диаграмме первого типа очевидно равны нулю ($g_2^I = g_3^I = 0$).

3.3.2 Диаграммы, описывающие рассеяние двух виртуальных фотонов на разных нуклонах. В работе [122] вклад диаграммы M_2^H учитывался в рамках приближения Глаубера – Ситенко [156, 157, 158]. Однако такое приближение справедливо только при малых углах рассеяния. Вне рамок приближения Глаубера – Ситенко эти диаграммы рассчитывались в работе [126] с использованием простейшего гауссового приближения для дейтронной волновой функции. Однако, как будет показано ниже, двухфотонные вклады очень чувствительны к поведению дейтронной волновой функции на малых межнуклонных расстояниях, где гауссово приближение оказывается несправедливым.

В настоящей работе были использованы волновые функции дейтрона для реалистичных NN потенциалов и современные параметризации для нуклонных форм-факторов.

Соответствующая амплитуда определяется суммой двух диаграмм, изображенных на рис. 3.3, б, $M_2^H = M_P^H + M_X^H$, где

$$iM_{P,X}^H = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \tilde{t}_{\mu\nu}^{P,X} G(\Delta_1, \Delta_2) \frac{\mathfrak{J}_{P,X}^{\mu\nu(\lambda'\lambda)}}{D}. \quad (3.28)$$

Здесь

$$p = \frac{1}{2}(p^{(1)} - p^{(2)}) \quad \text{и} \quad p' = \frac{1}{2}(p'^{(1)} - p'^{(2)}) - \text{относительные импульсы в}$$

начальном и конечном дейтронах,

$$\tilde{t}_{\mu\nu}^P = \frac{\bar{u}_h(k')(-ie\gamma_\mu)i(l+\mu)(-ie\gamma_\nu)u_h(k)}{l^2 - \mu^2 + i0},$$

$$\tilde{t}_{\mu\nu}^X = \tilde{t}_{\nu\mu}^P,$$

$$G(\Delta_1, \Delta_2) = \frac{-i}{\Delta_1^2 - \kappa^2 + i0} \frac{-i}{\Delta_2^2 - \kappa^2 + i0},$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{T}_P^{\mu\nu(\lambda'\lambda)}(\Delta_1^2, \Delta_2^2) &= \\ &= (ie)^2 \mathbf{Tr} \left\{ id^{(\lambda')} (p'^{(1)}, p'^{(2)}) (p'^{(1)} + m) \Gamma_1^\mu (\Delta_1^2) (p^{(1)} + m) \times \right. \\ &\quad \left. \times id^{(\lambda)} (p^{(1)}, p^{(2)}) (p^{(2)} - m) \bar{\Gamma}_2^\nu (\Delta_2^2) (p'^{(2)} - m) \right\}, \\ \mathfrak{T}_X^{\mu\nu(\lambda'\lambda)}(\Delta_1^2, \Delta_2^2) &= \mathfrak{T}_P^{\mu\nu(\lambda'\lambda)}(\Delta_2^2, \Delta_1^2), \\ D &= \left((p'^{(1)})^2 - m^2 + i0 \right) \left((p^{(1)})^2 - m^2 + i0 \right) \times, \\ &\quad \times \left((p'^{(2)})^2 - m^2 + i0 \right) \left((p^{(2)})^2 - m^2 + i0 \right), \end{aligned} \quad (3.29)$$

где индексы P и X обозначают соответствующие величины, связанные с диаграммами с "параллельными" фотонами (рис. 3.3, б, слева) и "пересекающимися" фотонами (рис. 3.3, б, справа).

В выражении (3.29) используются следующие обозначения:

l – четыре-импульсы промежуточных электронов;

$$p \equiv p_\mu \gamma^\mu, \quad l \equiv l_\mu \gamma^\mu;$$

$\Delta_1 = k - l$ и $\Delta_2 = l - k'$ – четыре-импульсы виртуальных фотонов;

κ – бесконечно малая масса фотона, введенная в фотонный пропагатор для регуляризации инфракрасных расходимостей;

$\Gamma_1^\mu(\Delta_1)$ и $\bar{\Gamma}_2^\mu(\Delta_2)$ – электромагнитные токи для нуклонов и антинуклонов соответственно, в которых форм-факторы являются функциями Δ_1^2 и Δ_2^2 ;

$d^{(\lambda)}(p^{(1)}, p^{(2)})$ и $d^{(\lambda')}(p'^{(1)}, p'^{(2)})$ – $d\pi$ вершинные функции для начального и конечного дейтрона.

Для получения $\mathfrak{T}_{P,X}^{\mu\nu;\lambda\lambda}$ в выражении (3.29), следует двигаться вдоль нуклонной петли (жирные линии на диаграмме рис. 3.3, б). Как обычно линия со стрелкой, противоположной движению, соответствует пропагатору фермиона в то время, как линия со стрелкой вдоль движения соответствует антифермионному пропагатору.

Инфракрасная расходимость появляется в M^H , когда один из фотонов – мягкий: $\Delta_1 \rightarrow 0$, $\Delta_2 \rightarrow q$ или $\Delta_1 \rightarrow q$, $\Delta_2 \rightarrow 0$. Она сокращается с амплитудами радиационных поправок, и не представляет интереса для дальнейшего исследования. В данной работе предполагается, что основной конфигурацией является конфигурация, в которой каждый промежуточный фотон переносит около половины переданного импульса

$$\Delta_1 \sim \Delta_2 \sim q/2. \quad (3.30)$$

Такое приближение называют приближением жестких фотонов. В этом случае нет инфракрасных расходящихся слагаемых.

Отметим, что в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ приближение жестких фотонов получается в результате интегрирования амплитуды M_2^H методом перевала.

Для того, чтобы связать $d\pi$ вершину с волновой функцией дейтрона следует произвести интегрирование в (3.28) по dp_0 и dp'_0 с использованием теоремы о вычетах. В соответствующий интеграл дают вклад четыре типа полюсов, представленных на рис. 3.4.

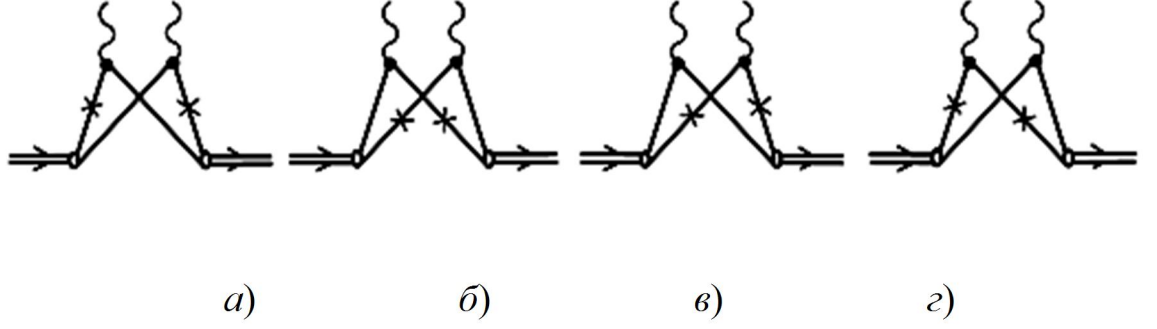


Рис. 3.4. Типы полюсов, которые должны быть учтены при интегрировании по dp_0 и dp'_0

Рассмотрим эту процедуру более подробно на примере первой диаграммы (рис. 3.4, а). Тогда

$$dT_{P,X}^{\mu\nu} \equiv \frac{d^4 p d^4 p'}{(2\pi)^8} \frac{\mathfrak{I}_{P,X}^{\mu\nu;\lambda\lambda}}{D} \rightarrow -\frac{1}{4} \frac{d^3 p d^3 p'}{2E_1 2E'_2 (2\pi)^6} \frac{\mathfrak{I}_{P,X}^{\mu\nu;\lambda\lambda}}{\left(p'^{(1)2} - m^2 + i0\right) \left(p^{(1)2} - m^2 + i0\right)}, \quad (3.31)$$

где $E_1 = \sqrt{m^2 + \left(\vec{p} - \frac{1}{4}\vec{q}\right)^2}$ и $E'_2 = \sqrt{m^2 + \left(\vec{p}' - \frac{1}{4}\vec{q}\right)^2}$.

Далее используем условие полноты

$$p^{(1)} + m = \sum_{\sigma_1} \left| \vec{p}^{(1)} \sigma_1 \right\rangle \left\langle \vec{p}^{(1)} \sigma_1 \right|, \\ p'^{(2)} - m = \sum_{\sigma'_2} \left| \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c \right\rangle \left\langle \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c \right| \quad (3.32)$$

(во второй строке (3.32) значек “с” означает зарядовое сопряжение спинора).

Релятивистские волновые функции начального и конечного дейтрона определим как

$$\begin{aligned}\phi^{(\lambda)}(p^{(1)}, p^{(2)}) &= \frac{d^{(\lambda)}(p^{(1)}, p^{(2)})}{p^{(2)2} - m^2 + i0}, \\ \phi^{(\lambda')}(p'^{(1)}, p'^{(2)}) &= \frac{d^{(\lambda')}(p'^{(1)}, p'^{(2)})}{p'^{(1)2} - m^2 + i0}.\end{aligned}\quad (3.33)$$

Они нормированы условием

$$\int \frac{d^3 p}{2E_1 (2\pi)^3} \text{Tr } \phi^{+(\lambda)}(p^{(1)}, p^{(2)}) \phi^{(\lambda)}(p^{(1)}, p^{(2)}) = 1 \quad (3.34)$$

(и аналогичным условием для $\phi^{(\lambda')}(p'^{(1)}, p'^{(2)})$), которое является ничем иным как условием $G_C(0) = 1$.

Отметим, что в общем случае нуклоны $N'^{(1)}$ и $N^{(2)}$ не находятся на массовой поверхности. Поэтому нельзя использовать разложения, подобные уравнению (3.32), для $p^{(1)} + m$ и $p'^{(2)} - m$. Однако далее будем полагать, что относительные импульсы в начальном и конечном дейтрона ограничены неравенствами

$$|\vec{p}| \sim |\vec{p}'| \ll Q. \quad (3.35)$$

Тогда во всех разложениях можно ограничиться только линейными по $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ слагаемыми

$$E_{1,2} \approx \frac{1}{2} E_d \pm \frac{(\vec{d} \cdot \vec{p})}{E_d}, \quad E'_{1,2} \approx \frac{1}{2} E_d \pm \frac{(\vec{d}' \cdot \vec{p}')}{E_d}, \quad (3.36)$$

$$\vec{p}^{(1,2)} = -\frac{1}{4} \vec{q} \pm \vec{p}, \quad \vec{p}'^{(1,2)} = \frac{1}{4} \vec{q} \pm \vec{p}', \quad (3.37)$$

$$\Delta_{1,2} = \frac{1}{2} q \pm \delta, \quad \delta = \left(\frac{Q}{E_d} (p'_3 + p_3), \vec{p}' - \vec{p} \right). \quad (3.38)$$

Таким образом в рамках такого приближения, все нуклоны остаются на массовой поверхности и можно использовать разложения, аналогичные (3.32) для $p^{(1)} + m$ и $p'^{(2)} - m$. В результате все диаграммы на рис. 3.4 дают одинаковый вклад и

$$dT_P^{\mu\nu} \approx \quad (3.39)$$

$$\approx -\frac{e^2 d^3 p d^3 p'}{2E_1 2E'_2 (2\pi)^6} \sum_{\sigma_1, \sigma_2, \sigma'_1, \sigma'_2} \langle \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c | \phi^{\lambda'} | \vec{p}'^{(1)} \sigma'_1 \rangle \langle \vec{p}'^{(1)} \sigma'_1 | \Gamma_1^\mu (\Delta_1^2) | \vec{p}^{(1)} \sigma_1 \rangle \times \\ \times \langle \vec{p}^{(1)} \sigma_1 | \phi^\lambda | \vec{p}^{(2)} \sigma_2; c \rangle \langle \vec{p}^{(2)} \sigma_2 | \bar{\Gamma}_2^\mu (\Delta_2^2) | \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c \rangle.$$

Амплитуда, соответствующая второй диаграмме $dT_X^{\mu\nu}$, получается после замены $\Delta_1^2 \leftrightarrow \Delta_2^2$ в (3.39).

Используя тот факт, что $\langle \vec{p}^{(1)} \sigma_1 | \phi^\lambda | \vec{p}^{(2)} \sigma_2; c \rangle$ и $\langle \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c | \phi^{\lambda'} | \vec{p}'^{(1)} \sigma'_1 \rangle$ являются лоренц-инвариантами, можно подставить нерелятивистскую дейтронную волновую функцию (3.17) вместо этих волновых функций

$$\frac{1}{\sqrt{E_d}} \langle \vec{p}^{(1)} \sigma_1 | \phi^\lambda | \vec{p}^{(2)} \sigma_2; c \rangle \rightarrow (2\pi)^{3/2} \Psi_{\sigma_1 \sigma_2}(\lambda, \vec{\tilde{p}}), \\ \frac{1}{\sqrt{E_d}} \langle \vec{p}'^{(2)} \sigma'_2; c | \phi^{\lambda'} | \vec{p}'^{(1)} \sigma'_1 \rangle \rightarrow (2\pi)^{3/2} \Psi_{\sigma'_1 \sigma'_2}^\dagger(\lambda', \vec{\tilde{p}}'), \quad (3.40)$$

где

$$\vec{\tilde{p}} = \left(p_1, p_2, \frac{M}{E_d} p_3 \right) = \left(\vec{p}_\perp, \frac{M}{E_d} p_3 \right), \\ \vec{\tilde{p}}' = \left(p'_1, p'_2, \frac{M}{E_d} p'_3 \right) = \left(\vec{p}'_\perp, \frac{M}{E_d} p'_3 \right) \quad (3.41)$$

являются внутренним импульсами в дейтроне в системе покоя дейтрона. Эта замена должна быть дополнена заменой вершин $\bar{\Gamma}_2^\nu \rightarrow \Gamma_2^\nu$.

Учитывая вышеизложенное и разложение вершинного матричного элемента $\langle \vec{p}'^{(i)} \sigma'_i | \Gamma_i^\mu (\Delta_i^2) | \vec{p}^{(i)} \sigma_i \rangle = 2m \chi_\sigma^\dagger \tilde{\Gamma}_i^\mu (\Delta_i^2) \chi_\sigma$ в терминах паулевских спиноров, получаем

$$M^{II} \approx -\frac{64\alpha^2 (4\pi)^2 E_d}{Q^6} \times \\ \times \int \frac{d^3 p d^3 p'}{(2\pi)^3} \Psi^\dagger(\lambda', \vec{\tilde{p}}') \left[\tau_h^{\mu\nu} \tilde{\Gamma}_{1\mu} \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \tilde{\Gamma}_{2\nu} \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) + \vec{\tilde{p}} \vec{A} + \vec{\tilde{p}}' \vec{B} + \dots \right] \Psi(\lambda, \vec{\tilde{p}}), \quad (3.42)$$

где $\vec{A}$ и $\vec{B}$ – некоторые векторы, явный вид которых неважен для дальнейших выкладок;

$$\begin{aligned}\tau_h^{\mu\nu} &= \bar{u}_h(k') \left[\gamma^\mu \left(k - \frac{1}{2} q \right) \gamma^\nu + \gamma^\nu \left(k + \frac{1}{2} q \right) \gamma^\mu \right] u_h(k) = \\ &= j^\nu (k + k')^\mu + j^\mu (k + k')^\nu.\end{aligned}\quad (3.43)$$

Интегралы $\int d^3 \tilde{p} \tilde{\Psi}(\lambda, \tilde{p})$ и $\int d^3 \tilde{p}' \tilde{\Psi}'(\lambda', \tilde{p}')$, очевидно, исчезают после интегрирования по углам и мы получаем следующее выражение для M^H амплитуды

$$M^H \approx -\frac{64\alpha^2(4\pi)^2 E_d}{Q^6} \tau_h^{\mu\nu} \tilde{M}_{\mu\nu}^{\lambda\lambda'}, \quad (3.44)$$

где

$$\tilde{M}_{\mu\nu}^{\lambda\lambda'} = \psi_{\lambda'}^*(0) \tilde{\Gamma}_{1\mu} \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \tilde{\Gamma}_{2\nu} \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \psi_\lambda(0),$$

$\psi_\lambda(0)$ и $\psi_{\lambda'}(0)$ – дейтронные волновые функции в координатном пространстве при $\vec{r} = 0$;

$$\tilde{\Gamma}_k^0 \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) = G_E^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) + G_M^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \left(1 - \frac{E_d}{M} \right) \approx G_E^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right), \quad (3.45)$$

$$\tilde{\Gamma}_k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) = \frac{i}{2M} (\vec{\sigma} \times \vec{q}) G_M^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) + \frac{\vec{p} + \vec{p}'}{M} G_M^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \approx \frac{i}{2M} (\vec{\sigma} \times \vec{q}) G_M^k \left(\frac{1}{4} Q^2 \right);$$

индекс $k = 1, 2$ нумерует нуклоны.

Для дальнейших расчетов целесообразно ввести "плюс" и "минус" компоненты тензоров в соответствии с $A_\pm = \sqrt{1/2} (A_1 \pm iA_2)$. Тогда свертка лептонного и дейтронного тензоров записывается в виде

$$\begin{aligned}\tau^{\mu\nu} \tilde{M}_{\mu\nu}^{\lambda\lambda'} &= \\ &= \tilde{M}_{00}^{\lambda\lambda'} \tau_{00} - 2(\tilde{M}_{0+}^{\lambda\lambda'} \tau_{0-} + \tilde{M}_{0-}^{\lambda\lambda'} \tau_{0+}) + (\tilde{M}_{++}^{\lambda\lambda'} \tau_{--} + 2\tilde{M}_{+-}^{\lambda\lambda'} \tau_{-+} + \tilde{M}_{--}^{\lambda\lambda'} \tau_{++}),\end{aligned}\quad (3.46)$$

где

$$\begin{aligned}
 \tau_{00} &= 8E_e^2 \cos \frac{\theta}{2}, \\
 \tau_{0+} &= -2\sqrt{2}E_e^2 \left(2 - \sin^2 \frac{\theta}{2} - h \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
 \tau_{0-} &= -2\sqrt{2}E_e^2 \left(2 - \sin^2 \frac{\theta}{2} + h \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
 \tau_{++} &= 4E_e^2 \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - h \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
 \tau_{--} &= 4E_e^2 \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + h \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
 \tau_{-+} &= 4E_e^2 \cos \frac{\theta}{2};
 \end{aligned} \tag{3.47}$$

$$\begin{aligned}
 \check{M}_{00}^{11} &= \check{M}_{00}^{-1-1} = \check{M}_{00}^{00} = \frac{\check{C}}{4\pi} G_{EE}, \\
 \check{M}_{0+}^{10} &= \check{M}_{0+}^{0-1} = -\check{M}_{0-}^{01} = -\check{M}_{0-}^{-10} = -\frac{\check{C}}{4\pi} \sqrt{\eta} G_{EM}, \\
 \check{M}_{++}^{1-1} &= \check{M}_{--}^{-11} = \frac{\check{C}}{2\pi} \eta G_{MM}, \\
 \check{M}_{\pm\mp}^{00} &= -\frac{\check{C}}{4\pi} \eta G_{MM}.
 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Здесь введены обозначения

$$\check{C} = [u'_0(r)]^2 \Big|_{r=0},$$

$$G_{EE} = G_E^p \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) G_E^n \left(\frac{1}{4} Q^2 \right), \quad G_{MM} = G_M^p \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) G_M^n \left(\frac{1}{4} Q^2 \right),$$

$$G_{EM} = \frac{1}{2} \left[G_E^p \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) G_M^n \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) + G_M^p \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) G_E^n \left(\frac{1}{4} Q^2 \right) \right].$$

Отсюда видно, что двухфотонные вклады существенно зависят от поведения волновых функций в окрестности нуля.

В результате получаем следующие амплитуды

$$\begin{aligned}
 T_{11}^H &= \aleph \cos \frac{\theta}{2} G_{EE}, \quad T_{00}^H = \aleph \cos \frac{\theta}{2} (G_{EE} - \eta G_{MM}), \\
 T_{10;h}^H &= -\aleph \sqrt{\frac{\eta}{2}} G_{EM} \left(2 - \sin^2 \frac{\theta}{2} + h \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
 T_{1-1;h}^H &= \aleph \eta G_{MM} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + h \sin \frac{\theta}{2} \right),
 \end{aligned} \tag{3.49}$$

где

$$\aleph = -\alpha \frac{128 \tilde{C} E_e}{Q^4}. \tag{3.50}$$

Окончательно приходим к зависимостям

$$\begin{aligned}
 \delta \tilde{G}_C^H &= \aleph \left(G_{EE} - \frac{1}{3} \eta G_{MM} \right), \quad \delta \tilde{G}_Q^H = -\aleph G_{MM} / 2, \quad \delta \tilde{G}_M^H = 2\aleph G_{EM} / \left(1 + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \\
 g_1^H &= \aleph G_{EM} \cos^2 \frac{\theta}{2} / \left(1 + \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad g_2^H = g_3^H = \aleph \eta G_{MM} \cos \frac{\theta}{2}.
 \end{aligned} \tag{3.51}$$

Следует отметить, что амплитуда M^H в уравнении (3.42) не обращается в нуль при $\theta \rightarrow 0$ (или, то же самое, $\varepsilon \rightarrow 1$), что находится в противоречии с дисперсионными соотношениями для амплитуды двухфотонного обмена. Поэтому необходим более тщательный анализ. Рассмотрим знаменатель пропагатора электрона

$$\begin{aligned}
 l^2 - \mu^2 &= (k - \Delta^{(1)})^2 - \mu^2 \approx (k - \Delta^{(1)})_0^2 - (k - \Delta^{(1)})_\alpha^2 \approx \\
 &\approx -2k_0 \Delta_0^{(1)} + 2k_\alpha \Delta_\alpha^{(1)} - \Delta_\alpha^{(1)2}.
 \end{aligned}$$

Данное выражение можно переписать в виде

$$\begin{aligned}
 &-2k_0 \Delta_0^{(1)} + 2k_\alpha \Delta_\alpha^{(1)} - \Delta_\alpha^{(1)2} \approx \\
 &\approx -\frac{\varepsilon}{E_d} Q(p'_3 + p_3) + k_\alpha q + 2k_\alpha (p'_\alpha - p_\alpha) - \frac{1}{4} Q^2 \approx \\
 &\approx \frac{1}{4} Q^2 - \frac{E_e}{E_d} Q(p'_3 + p_3) + 2(p'_1 - p_1) E_e \cos \frac{\theta}{2}.
 \end{aligned}$$

Это выражение содержит произведение энергии E_e электрона на внутренние импульсы. Для интеграла это означает, что в пределе $E_e \rightarrow \infty$, (т.е. когда $\theta \rightarrow 0$, при фиксированном Q^2) фактор $\check{S}$ должен быть заменен первоначальным интегралом

$$\check{S} = S = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 p d^3 p' \frac{U_0(p)U_0(p')}{1 - \frac{4E_e(p'_z + p_z)}{QM} + \frac{8E_e(p'_x - p_x)}{Q^2} \cos \frac{\theta}{2} + i0}. \quad (3.52)$$

Заметим, что амплитуды в формуле (3.49) с заменой фактора $\check{S} = S$, согласно (3.52), в (3.50) совпадают с результатами работы [126].

При вычислении интеграла в (3.52) используем для знаменателя интегральное представление

$$\frac{1}{\alpha + i0} = -i \int_0^\infty d\tau e^{i(\alpha + i0)\tau} \quad (3.53)$$

и сведем шестикратный интеграл (3.52) к одномерному интегралу в новых переменных $\vec{x} = \tau \left(2E_e \cos \frac{\theta}{2}, 0, \frac{QE_e}{M} \right)$ и $\vec{y} = \tau \left(-2E_e \cos \frac{\theta}{2}, 0, \frac{QE_e}{M} \right)$.

Тогда

$$\begin{aligned} \check{M}_{\mu\nu}^{\lambda'\lambda} &= -\frac{i}{(2\pi)^3} \int_0^\infty e^{\frac{i}{4}\tau Q^2} d\tau \int d^3 p d^3 p' \Psi^\dagger(\lambda', \vec{p}') \tilde{\Gamma}_\mu^p \tilde{\Gamma}_\mu^n \Psi(\lambda, \vec{p}) \times \\ &\quad \times \exp \left\{ i\tau \left[-\frac{QE_e(p'_3 + p_3)}{E_d} + 2(p'_1 - p_1)E_e \cos \frac{\theta}{2} \right] \right\} = \\ &= -\frac{i}{(2\pi)^3} \left(\frac{E_d}{M} \right)^2 \int_0^\infty e^{\frac{i}{4}\tau Q^2} d\tau \int d^3 p d^3 p' \Psi^\dagger(\lambda', \vec{p}') \tilde{\Gamma}_\mu^p \tilde{\Gamma}_\mu^n \Psi(\lambda, \vec{p}) e^{i(\vec{p}\vec{x} - \vec{p}'\vec{y})} = \\ &= -i \left(\frac{E_d}{M} \right)^2 \int_0^\infty d\tau e^{\frac{i}{4}\tau Q^2} \Psi^\dagger(\lambda', \vec{y}) \tilde{\Gamma}_\mu^p \tilde{\Gamma}_\mu^n \Psi(\lambda, \vec{x}), \\ \mathfrak{I}_{l'l} &= i \left(\frac{E_d}{M} \right)^2 \int_0^\infty d\tau \cdot y^{-2} e^{\frac{i}{4}\tau Q^2} u_{l'}(y) u_l(y), \end{aligned}$$

$$S(Q, \theta) = -\frac{i}{4} Q^2 \int_0^\infty \frac{d\tau}{y^2} \exp\left\{\frac{i}{4} Q^2 \tau\right\} u_0^2(y) = -\frac{Q^2}{4} \left(\frac{M}{E_d}\right)^2 \mathfrak{T}_{00}, \quad (3.54)$$

где $y = \tau \sqrt{b^2 + c^2}$, $b = \frac{QE_e}{M}$, $c = 2E_e \cos \frac{\theta}{2}$.

Из рис. 3.5 видно, что в дальнейших рассуждениях можно ограничиться только S -волной.

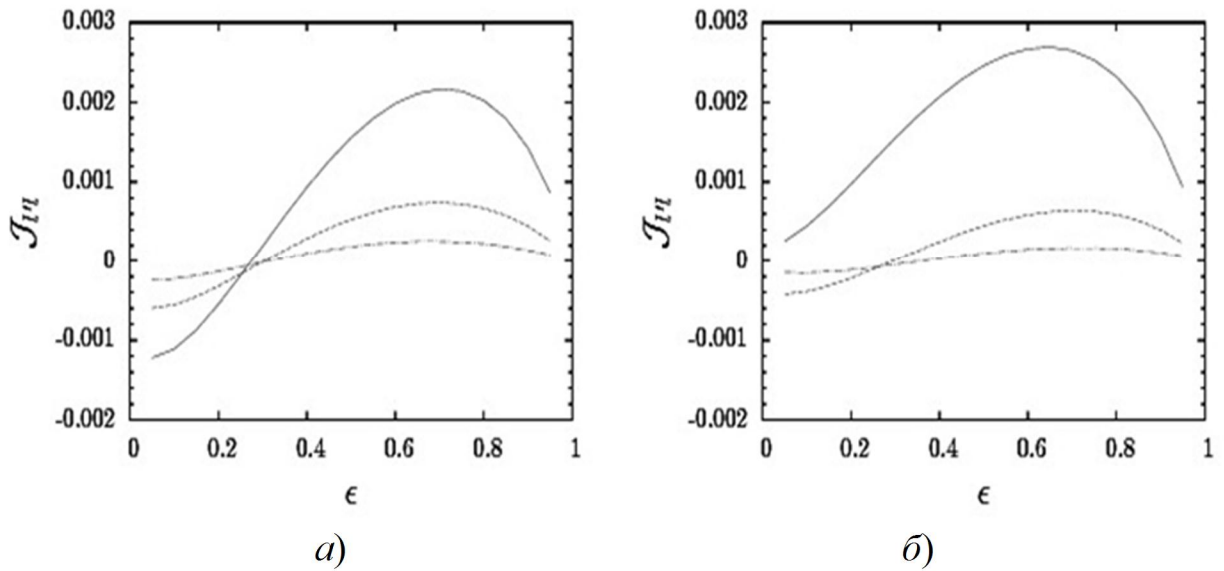


Рис. 3.5. Сравнение интегралов $\mathfrak{T}_l$ для различных значений углового момента $l = 0, 2$ (S и D – волн): $\mathfrak{T}_{00}$ (непрерывная линия), $\mathfrak{T}_{02}$ (пунктир), $\mathfrak{T}_{22}$ (точка-пунктир)

Используя эти переменные, интеграл (3.54) можно переписать в виде

$$S = -if \int_0^\infty \frac{d\tau}{y^2} e^{if\tau} u_0^2(y), \quad (3.55)$$

$$\text{где } f = Q^2 / (4\sqrt{b^2 + c^2}). \quad (3.56)$$

Подставляя в (3.55) дейтронные волновые функции в стандартном виде

$$u_0(y) = \sum_{n=1}^N c_n e^{-i\alpha_n y}, \quad (3.57)$$

где на параметры c_n налагается условие $\sum_{n=1}^N c_n = 0$, получаем для фактора $S(\epsilon, Q^2)$ следующее аналитическое выражение (Приложение К):

$$S = -if \sum_n \sum_m c_n c_m (\alpha_n + \alpha_m - if) \ln(\alpha_n + \alpha_m - if). \quad (3.58)$$

В (3.55) экспонента стремится к 1 в пределе $E_e \rightarrow \infty$ при фиксированном Q и

$$\operatorname{Re} T_{\lambda'\lambda}^{II} \sim \sin \frac{\theta}{2}, \quad \operatorname{Im} T_{\lambda'\lambda}^{II} \rightarrow \text{const}; \quad (3.59)$$

то есть, в пределе $\theta \rightarrow 0$ двухфотонный обмен не вносит вклада в сечение.

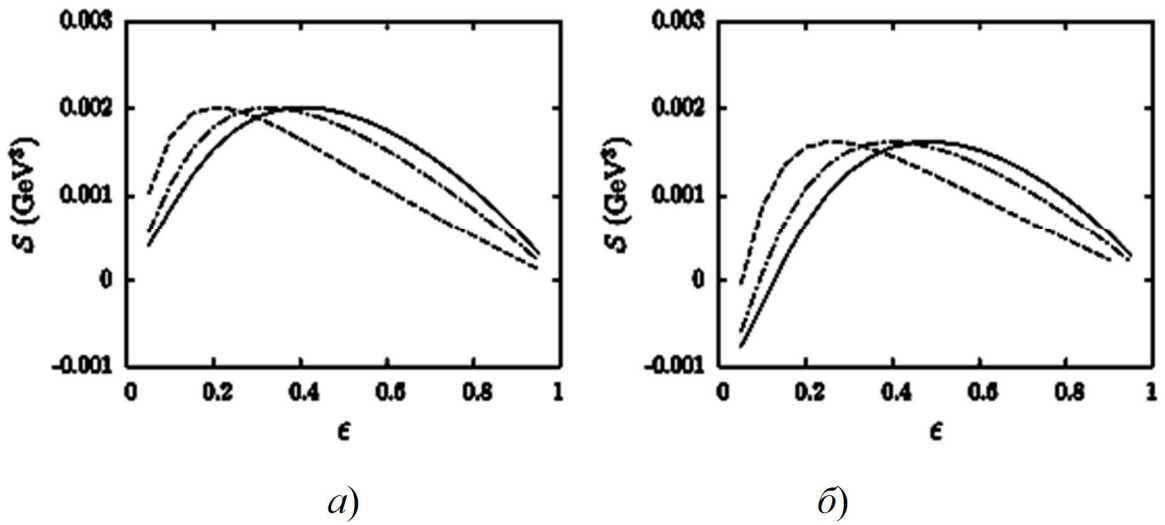


Рис. 3.6. S -фактор для CD -боннского (а) и парижского (б) потенциалов (пунктирная, штрихпунктирная и непрерывная линии соответствуют $Q^2=1, 2, 3$ (ГэВ)²)

Зависимость $S(\epsilon)$ показана на рис. 3.6. Здесь пунктирная, штрихпунктирная и непрерывная кривые соответствуют значениям $Q^2=1, 2, 3$ (ГэВ)². Видно, что фактор $S(\epsilon)$ сильно зависит от поведения NN -потенциала на малых расстояниях и, в любом случае, сильно отличается от постоянного значения $\check{S} = [\mu'_0(0)]^2$ (табл. 3.1).

Таблица 3.1

Значение $u'_0(0)$ для некоторых популярных потенциалов

$u'_0(0), \text{ fm}^{-3/2}$	Потенциал	Источник
1.1978×10^{-1}	Paris	[132]
3.1035×10^{-1}	CD-Bonn	[31]
2.6860×10^{-1}	Nijm I	[134]
2.6730×10^{-2}	Nijm II	[134]
3.1571×10^{-1}	Nijm 93	[134]
5.8334×10^{-2}	Reid 93	[134]

Причина этого факта заключается в следующем: из соотношения (3.58) получается, что $S \rightarrow \check{S}$ в формальном пределе

$$f \gg \alpha_n + \alpha_m. \quad (3.60)$$

Однако из выражения (3.56) следует, что $f \rightarrow \frac{1}{2}M \sin \frac{\theta}{2}$ при $Q^2 \rightarrow \infty$, и при любом Q^2 условие (3.60) не может быть выполнено. Отметим, что похожая ситуация имеет место при оценке, так называемой, треугольной диаграммы в упругом протон-дейтронном рассеянии в заднюю полусферу [133].

Двухфотонные относительные поправки при разных значениях Q^2 изображены на рис. 3.7 – 3.9. На рисунках пунктирная, штрихпунктирная и непрерывная жирная кривые соответствуют расчетам для CD-боннского потенциала; непрерывная тонкая кривая отвечает расчетам для парижского потенциала. Форм-фактор $G_E(Q^2)$ оценивался в рамках импульсного приближения.

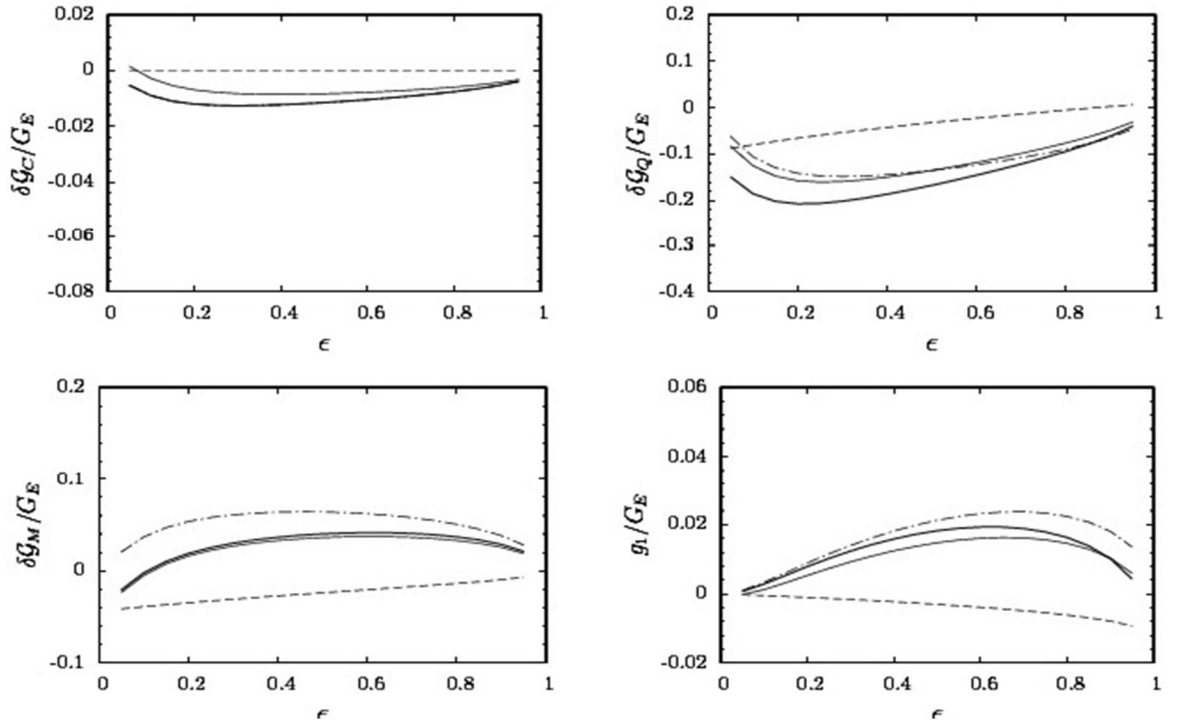


Рис. 3.7. Относительные двухфотонные поправки $\delta\tilde{G}_C/G_E$, $\delta\tilde{G}_Q/G_E$, $\delta\tilde{G}_M/G_E$ и $g_{1,2}/G_E$, рассчитанные с дейтронными волновыми функциями для CD -боннского и парижского потенциалов при $Q^2=1$ (ГэВ)² (пунктирная, штрихпунктирная и непрерывная линии отображают расчеты для интерференции однофотонной амплитуды с M_1^H , M_2^H и $M_1^H + M_2^H$)

Заметное расхождение в результатах расчетов $\delta\tilde{G}_C/G_E$, $\delta\tilde{G}_Q/G_E$, $\delta\tilde{G}_M/G_E$, $g_{1,2}/G_E$ обусловлено тем, что волновые функции, рассчитанные на основании CD -боннского и парижского потенциалов существенно отличаются в асимптотической области больших межнуклонных импульсов.

Двухфотонные поправки для рассеяния на нуклонах $\Delta\tilde{F}_{1,2}^N$ и $\tilde{F}_3$ в M_2^I , которые необходимы для нахождения M^I поправок, рассчитывались в рамках подхода [118]. При $Q^2 < 6$ (ГэВ)² они практически не зависят от параметризации форм-фактора нуклона.

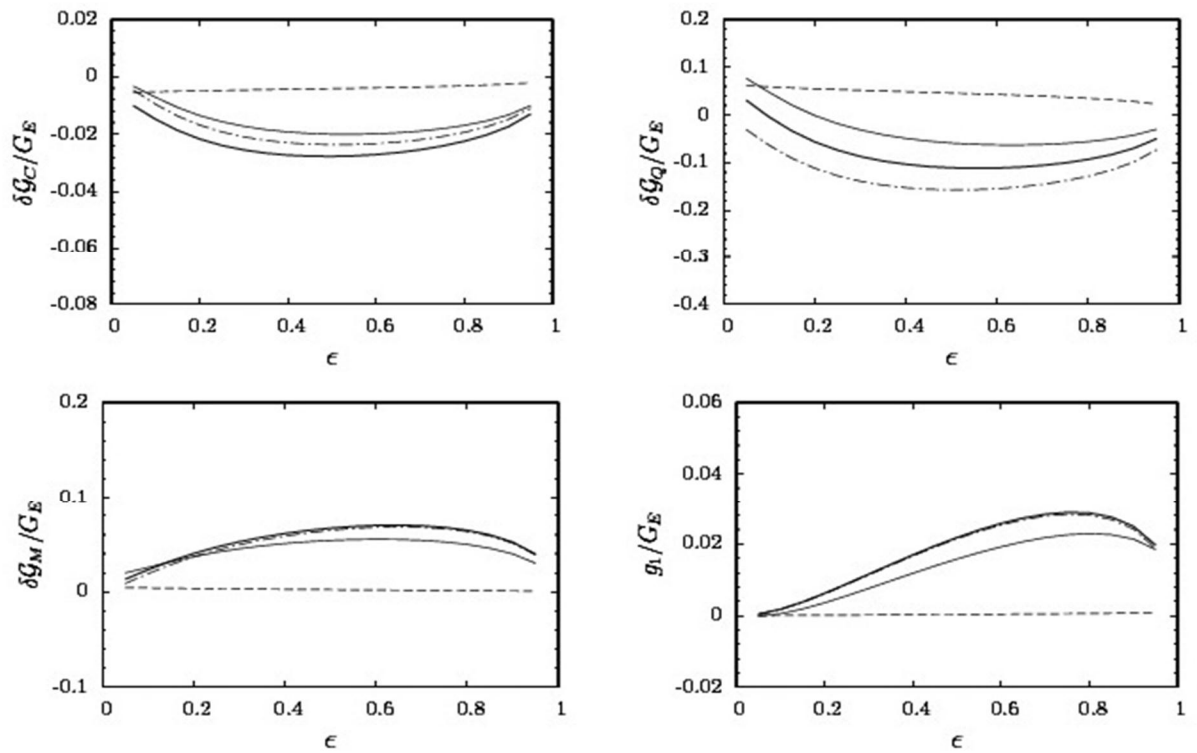


Рис. 3.8. Двухфотонные относительные поправки $\delta\check{G}_C/G_E$, $\delta\check{G}_Q/G_E$, $\delta\check{G}_M/G_E$ и $g_{1,2}/G_E$ при $Q^2=2$ (ГэВ)²

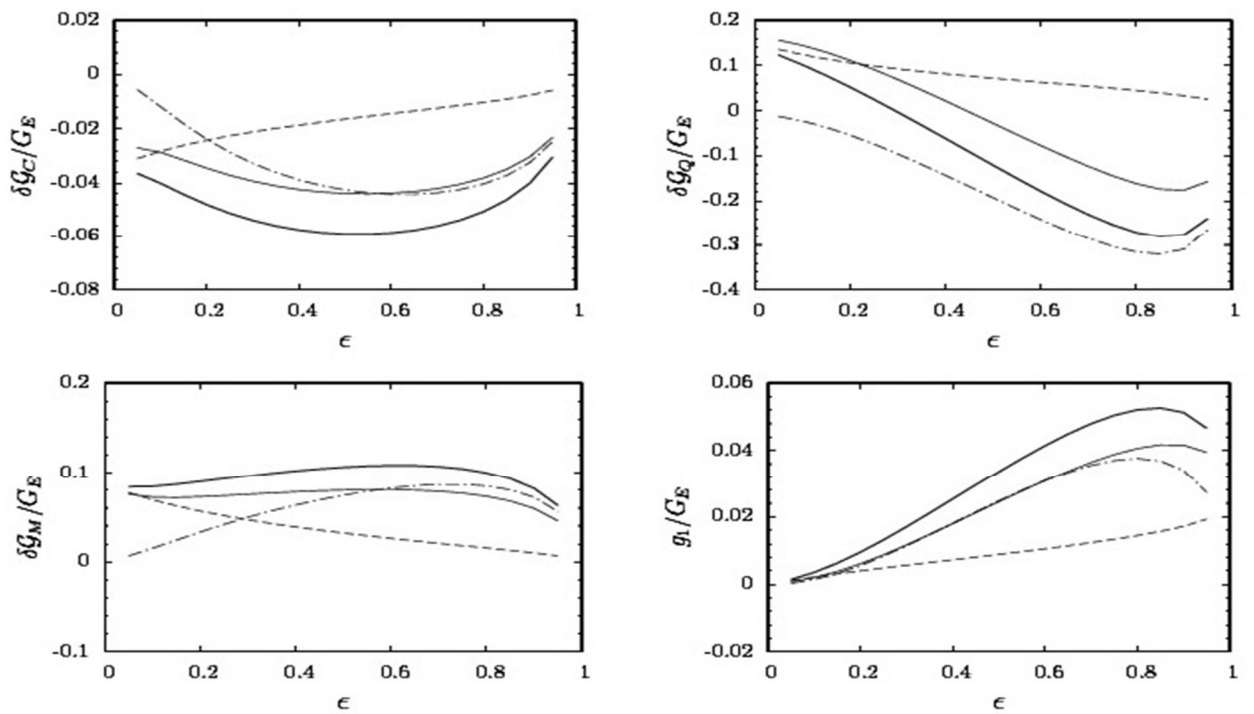


Рис. 3.9. Двухфотонные относительные поправки $\delta\check{G}_C/G_E$, $\delta\check{G}_Q/G_E$, $\delta\check{G}_M/G_E$ и $g_{1,2}/G_E$ при $Q^2=3$ (ГэВ)²

При расчёте M_2^{II} использовались следующие параметризации нуклонных форм-факторов:

- для магнитного форм-фактора протона и нейтрона – дипольная параметризация

$$G_M^p(Q^2) = \mu_p G_D(Q^2), \quad G_M^n(Q^2) = \mu_n G_D(Q^2), \quad (3.61)$$

где $G_D(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-2}$;

- для электрического форм-фактора протона использовалась параметризация, предложенная в работе [135]

$$G_E^p(Q^2) = (1.0587 - 0.14265Q^2)G_D(Q^2), \quad (3.62)$$

- для электрического формфактора нейтрона – так называемая, параметризация Галстера [136] (см. также [137]).

Также изучался вклад D -компоненты дейтронной волновой функции в дифференциальное сечение. Обнаружено, что она даёт вклад менее 10% в полную двухфотонную поправку.

При анализе численных результатов, представленных на рис. 3.7 – 3.9, можно сделать вывод о значительном доминировании вклада от M_2^{II} амплитуды по сравнению со вкладом от амплитуды M_2^I . (Их вклад становится сравнимым только в очень узкой области, $\varepsilon < 0.1 \div 0.2$). По-видимому причина усиления M_2^{II} амплитуды по сравнению с M_2^I кроется в механизме, похожем на упоминавшийся ранее механизм усиления многократных обменов в процессах рассеяния протонов и мезонов на ядрах. Однако, поскольку амплитуда двухфотонного обмена в ed -рассеянии имеет лишнюю степень α , по сравнению с амплитудой однофотонного обмена, то в данном процессе, в отличие от случая рассеяния протонов и мезонов, эффекты двукратного рассеяния должны проявляться при значительно больших переданных импульсах.

Обсудим это немного подробнее. Доминирование диаграммы M_2^{II} можно объяснить следующим образом. С одной стороны, вклад двукратного форм-фактора F_{body}^{II} (рис. 3.10, б) подавлен по сравнению со вкладом однократного форм-фактора $F_{body}^I(Q^2)$ (рис. 3.10, а), дополнительным множителем α . С другой стороны при $Q^2 \rightarrow \infty$, как следует из анализа диаграмм рис. 3.10 форм-фактор $F_{body}^{II} \rightarrow \text{const}$, а форм-фактор $F_{body}^I(Q^2) \sim \int \psi(k+Q)\psi(k)d^3k \rightarrow 0$. Поэтому при достаточно больших Q^2 вклад диаграммы M_2^{II} будет преобладающим.

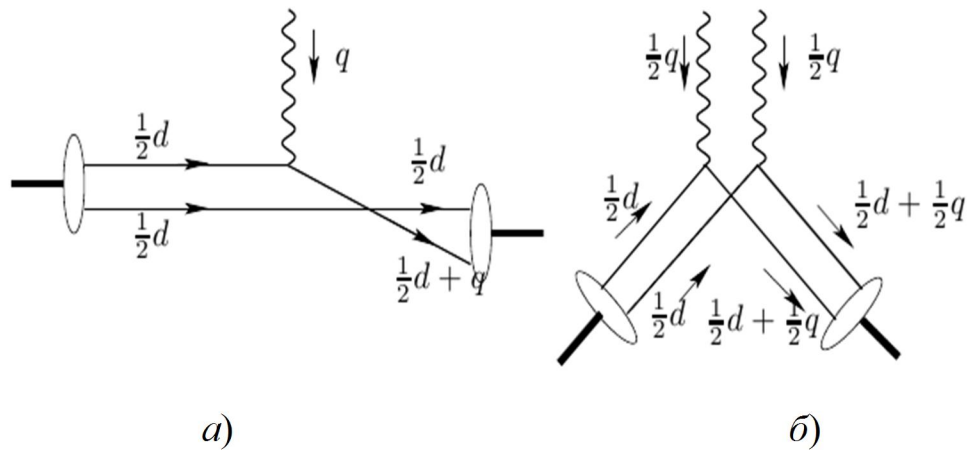


Рис. 3.10. Диаграммы, иллюстрирующие доминирования двухфотонной амплитуды упругого электрон-дейтронного рассеяния

3.4 Вклад двухфотонных амплитуд в поляризационные наблюдаемые. Сравнение с экспериментом

В случае электрон-дейтронного рассеяния поляризационные измерения играют важную роль уже в однофотонном приближении. В самом деле, как отмечалось выше, из-за того, что спин дейтрона равен 1, электромагнитная вершина дейтрона характеризуется тремя форм-факторами, которые являются

действительными функциями одной переменной Q^2 . В свою очередь розенблютовское разделение позволяет извлечь только две структурные функции: $A(Q^2)$ (которая является комбинацией трёх форм-факторов) и $B(Q^2)$ (которая пропорциональна квадрату магнитного форм-фактора). Чтобы разделить все три форм-фактора необходимо измерить дополнительные наблюдаемые. Обычно это t_{20} компонента тензора поляризации дейтрона.

Дальнейшей целью нашего исследования является изучение дифференциальных сечений и поляризационных наблюдаемых в упругом рассеянии продольно поляризованных ультрарелятивистских электронов на поляризованных дейтронах в рамках однофотонного + двухфотонного обмена и сравнение полученных результатов с экспериментом.

3.4.1 Матрица плотности для частицы со спином 1 и наблюдаемые реакции. Далее будем использовать сферический базис и правую систему координат, где положительная ось z направлена вдоль импульса передачи $\vec{q}$, а ось y направлена вдоль $\vec{k} \times \vec{k}'$, где $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ – импульсы электронов.

В соответствии с Мэдисоновской конвенцией [107], матрица плотности для частицы со спином 1 (дейтрон) определяется соотношением

$$\rho = \frac{1}{3} \sum_{kq} t_{kq}^* \tau_{kq}, \quad (3.61)$$

где t_{kq} – поляризационные параметры дейтрона, τ_{kq} – сферические тензоры.

Сферические тензоры τ_{kq} выражаются через матрицу спина дейтрона

$$S_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad S_z = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.62)$$

следующим образом

$$\begin{aligned}
\tau_{00} &= 1, \\
\tau_{10} &= \sqrt{3/2} S_z, \\
\tau_{1\pm 1} &= \mp(1/2)\sqrt{3} (S_x \pm iS_y), \\
\tau_{20} &= (1/\sqrt{2})(3S_z^2 - 2), \\
\tau_{2\pm 1} &= \mp(1/2)\sqrt{3} [(S_x \pm iS_y)S_z + S_z(S_x \pm iS_y)], \\
\tau_{2\pm 2} &= (1/2)\sqrt{3} (S_x \pm iS_y)^2.
\end{aligned} \tag{3.63}$$

Из условия эрмитовости оператора спина легко получить

$$\tau_{kq}^\dagger = (-1)^q \tau_{k-q}. \tag{3.64}$$

Условие эрмитовости матрицы плотности приводит к аналогичным соотношениям для t_{kq}

$$t_{kq}^\dagger = (-1)^q t_{k-q}. \tag{3.65}$$

В результате приходим к явному выражению для дейтронной матрицы плотности

$$\rho = \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}}t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}}t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} + t_{2-1}) & \sqrt{3}t_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} + t_{21}) & 1 - \sqrt{2}t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} - t_{2-1}) \\ \sqrt{3}t_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} - t_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}}t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}}t_{20} \end{pmatrix} \tag{3.66}$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона со знаком спиральности “ h ” на поляризованном дейтроне есть:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left(1 + \sum_{k=1}^2 \sum_{q=-k}^k t_{kq} T_{kq}^{h*} \right), \tag{3.67}$$

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ – сечение для неполяризованного дейтрона, а t_{kq} и T_{kq}^h – тензор поляризации налетающего дейтрона и анализирующая способность реакции.

Анализирующая способность задаётся следующим выражением:

$$T_{ij}^h = \frac{Tr[M^h \tau_{ij} M^{h+}]}{\sum_h Tr[M^h M^{h+}]}, \quad (3.68)$$

где M^h – амплитуда рассеяния.

Подобно тензору t_{kq} , тензор T_{kq}^h подчиняется аналогичным условиям, следующим из условия эрмитовости

$$T_{kq}^{*h} = (-1)^q T_{k-q}^h. \quad (3.69)$$

Сохранение четности даёт дополнительное условие

$$T_{kq}^h = (-1)^{k+q} T_{k-q}^{-h}. \quad (3.70)$$

Эти два условия позволяют записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} T_{10}^h &= hC_{10}^L, \\ T_{11}^h &= iT_{11} + hC_{11}^L, \quad T_{1-1}^h = iT_{11} - hC_{11}^L, \\ T_{20}^h &= T_{20}, \\ T_{21}^h &= T_{21} + ihC_{21}^L, \quad T_{2-1}^h = -T_{21} + ihC_{21}^L, \\ T_{22}^h &= T_{22} + ihC_{22}^L, \quad T_{2-2}^h = T_{22} - ihC_{22}^L, \end{aligned} \quad (3.71)$$

где T_{kq} и C_{kq}^L являются чисто вещественными функциями. Будем называть T_{kq} и C_{kq}^L – анализирующей способностью и корреляционным спиновым параметром реакции.

Следует отметить, что в приближении однофотонного обмена амплитуда является действительной и компоненты анализирующей способности T_{11} , C_{21}^L , C_{22}^L отличны от нуля только вне приближения однофотонного обмена.

Подставляя (3.71) в (3.67) и используя соотношение (3.65), можно получить дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов с продольной поляризацией p на поляризованных дейтронах

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + 2\text{Im } t_{11}T_{11} + t_{20}T_{20} + 2\text{Re } t_{21}T_{21} + 2\text{Re } t_{22}T_{22} + \\ + p(t_{10}C_{10}^L + 2\text{Re } t_{11}C_{11}^L + 2\text{Im } t_{21}C_{21}^L + 2\text{Im } t_{22}C_{22}^L)]. \end{aligned} \quad (3.72)$$

3.4.2 Поляризационные наблюдаемые. Подставляя в (3.68) $M_1 + M_2^I + M_2^{II}$ амплитуды и учитывая (3.71), получим следующие выражения для анализирующих способностей

$$T_{20} = \frac{-\eta}{3\sqrt{2}} \frac{8\left(\text{Re } \tilde{G}_c^* \tilde{G}_Q + \frac{\eta}{3} |\tilde{G}_Q|^2\right) + |\tilde{G}_M|^2 \left(1 + 2\text{tg}^2 \frac{\theta}{2}\right)}{\left(A(Q^2, \theta) + \text{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2}\right) B(Q^2, \theta)\right)} + O(\alpha^2), \quad (3.73)$$

$$\begin{aligned} T_{21} = \\ = \frac{\sqrt{\eta}}{\sqrt{3}} \frac{-2\cos \frac{\theta}{2} \eta \text{Re } \tilde{G}_M^* \tilde{G}_Q - G_M \text{Re} \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} g_3 + g_2 \right) - 2\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \eta \text{Re } g_1 G_Q}{\cos^2 \frac{\theta}{2} \left(A(Q^2, \theta) + \text{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)} + \\ + O(\alpha^2), \end{aligned} \quad (3.74)$$

$$\begin{aligned} T_{22} = \\ = \frac{1}{2\sqrt{3}\cos^2 \frac{\theta}{2}} \frac{-\cos^2 \frac{\theta}{2} \eta |\tilde{G}_M|^2 - 4\sin^2 \frac{\theta}{2} \eta \text{Re } g_1 G_M + 4\cos \frac{\theta}{2} (G_c - \frac{2}{3} \eta G_Q) \text{Re } g_2}{\left(A(Q^2, \theta) + \text{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)} + \\ + O(\alpha^2), \end{aligned} \quad (3.75)$$

$$\begin{aligned}
T_{11} = & \sqrt{\frac{\eta}{3}} \frac{2 \cos \frac{\theta}{2} \operatorname{Im} \left(\tilde{G}_M^* (3 \tilde{G}_C + \eta \tilde{G}_Q) \right) - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} (3 G_C + \eta G_Q) \operatorname{Im} g_1 - 3 \tilde{G}_M \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} g_3 + g_2 \right)}{3 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(A(Q^2, \theta) + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)} + \\
& + O(\alpha^2), \quad (3.76)
\end{aligned}$$

и параметров корреляции

$$C_{21}^L = \sqrt{\frac{\eta}{3}} \frac{-\sin \theta \eta \left(\operatorname{Im} \left(\tilde{G}_M^* \tilde{G}_Q \right) + G_Q \operatorname{Im} g_1 \right) + \sin \frac{\theta}{2} G_M \operatorname{Im} (g_3 + g_2)}{\cos^2 \frac{\theta}{2} \left(A(Q^2, \theta) + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)}, \quad (3.77)$$

$$C_{22}^L = \frac{1}{\sqrt{3} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \frac{-\sin \theta \left(G_C - \frac{2}{3} \eta G_Q \right) \operatorname{Im} g_3 + \sin \frac{\theta}{2} \tilde{G}_M \operatorname{Im} (g_2 + g_3)}{\left(A(Q^2, \theta) + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)} \quad (3.78)$$

$$C_{10}^L = \sqrt{\frac{2}{3}} \eta \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \frac{-|\tilde{G}_M|^2 + \cos^2 \frac{\theta}{2} G_M \operatorname{Re} g_1}{\cos \frac{\theta}{2} \left(A(Q^2, \theta) + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)}, \quad (3.79)$$

$$C_{11}^L = \sqrt{\frac{\eta}{3}} \frac{\sin \theta \left[\operatorname{Re} \left(\tilde{G}_M^* (3 \tilde{G}_C + \eta \tilde{G}_Q) \right) - (3 G_C + \eta G_Q) \operatorname{Re} g_1 \right] + 3 \sin \frac{\theta}{2} G_M \operatorname{Re} (g_3 + g_2)}{3 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(A(Q^2, \theta) + \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_{Lab}}{2} \right) B(Q^2, \theta) \right)}. \quad (3.80)$$

На приведенных ниже рисунках (рис. 3.11 – 3.13) представлены результаты численных расчётов учёта интерференционной поправки между однофотонной и двухфотонной амплитудами в обобщённые структурные функции A и B для различных значений квадратов переданного импульса и углов рассеяния. Расчёты проводились с использованием волновых функций дейтрона, рассчитанных на основе CD –боннского и парижского потенциалов.

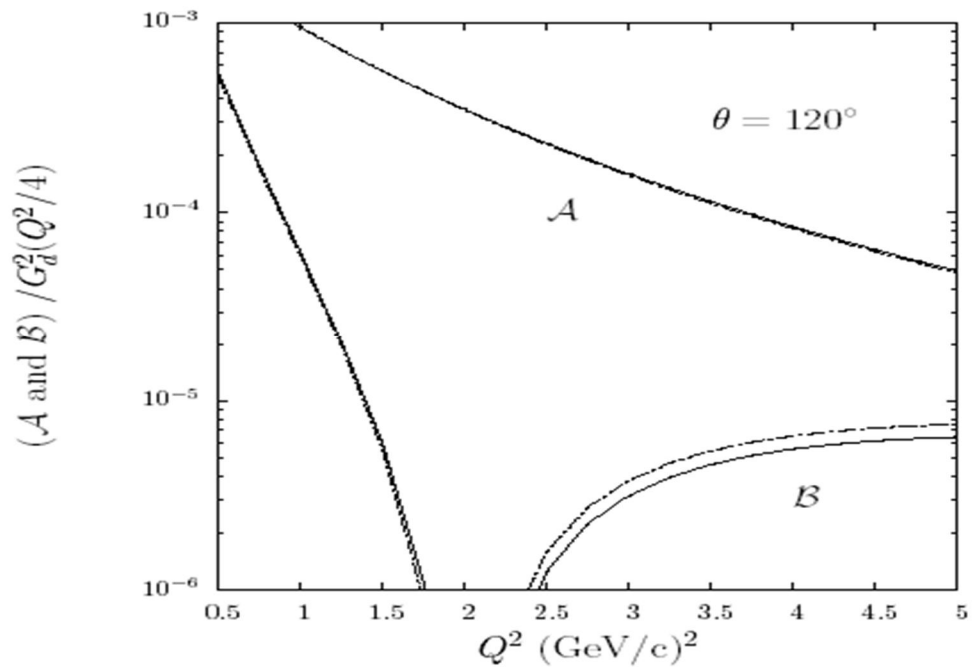


Рис. 3.11. Отношение структурных функций A и B к квадрату дипольного форм-фактора $G_d(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-2}$ при $\theta_{lab} = 120^\circ$ (непрерывная и пунктирная линии – с учётом двухфотонной поправки для CD -боннского и парижского потенциалов; штрихпунктирная – без учёта)

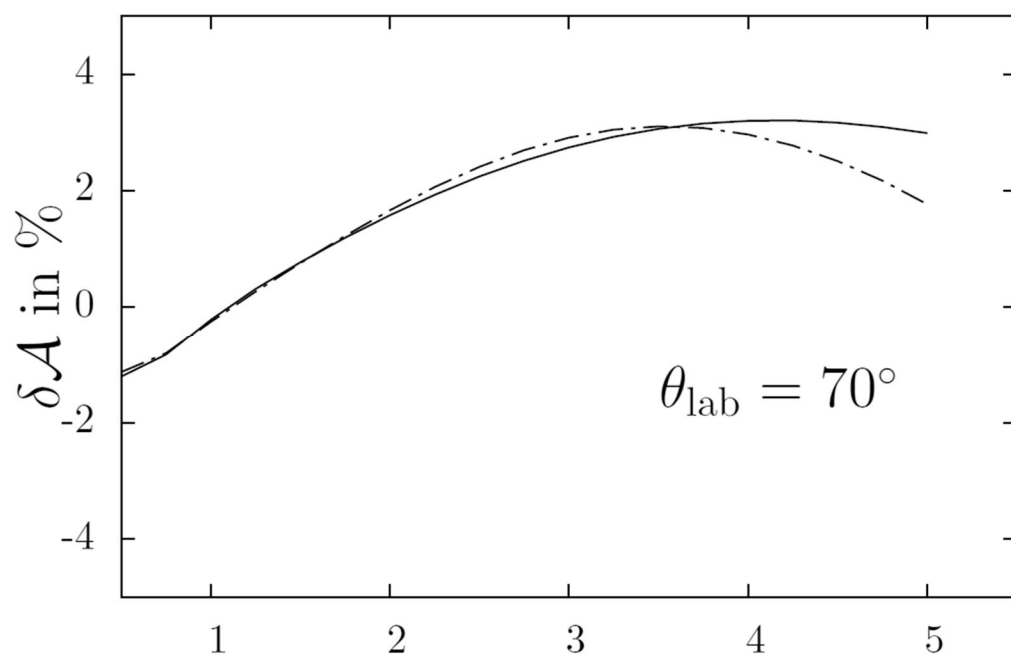


Рис. 3.12. Интерференционная поправка между однофотонным и двухфотонным приближениями в обобщённую структурную функцию A при $\theta_{lab} = 70^\circ$ (непрерывная и штрихпунктирная линии – CD -боннский и парижский потенциалы)

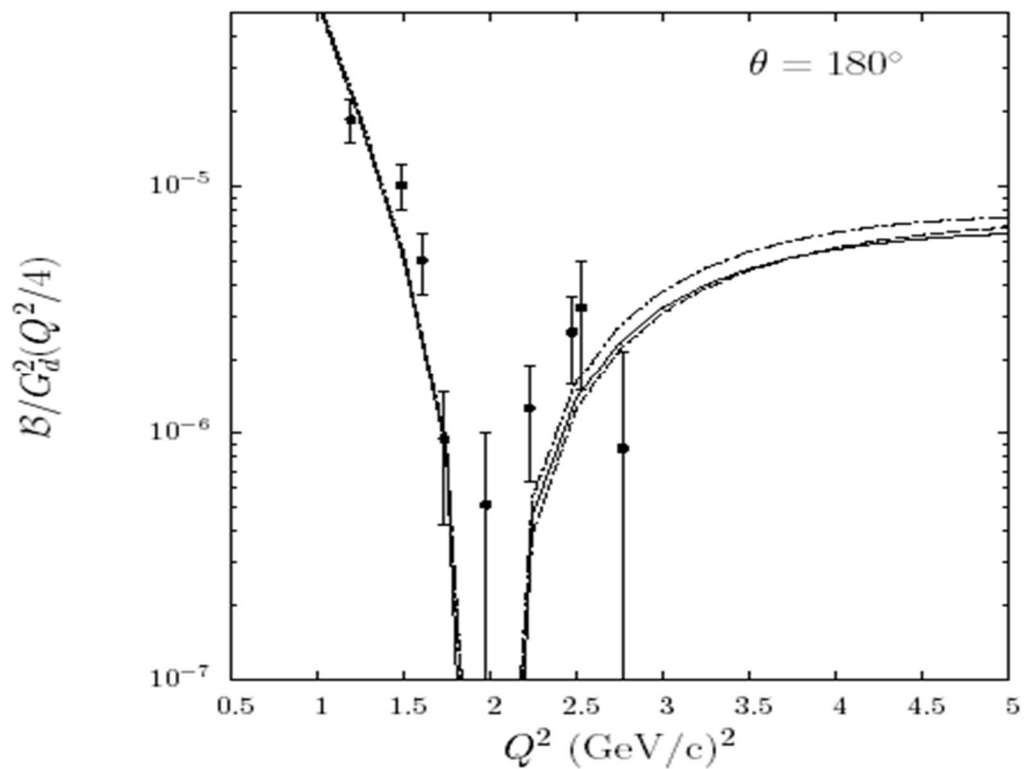


Рис. 3.13. Структурная функция B при $\theta_{lab} = 180^\circ$

(непрерывная и пунктирная линии – с учётом двухфотонной поправки для CD -боннского и парижского потенциалов; штрихпунктирная – без учёта; данные для сравнения взяты из [78])

Обнаружено, что интерференционный вклад от двухфотонной амплитуды в обобщённую структурную функцию A – порядка нескольких процентов (рис. 3.11, 3.12), в то время как в обобщённую магнитную структурную функцию B он более значителен. Например, при $\theta = 180^\circ$ и $Q^2 > 2.5$ (ГэВ) 2 эффект от однофотонной и двухфотонной интерференции, по полученным оценкам, составляет от 10 до 20% (рис. 3.11, 3.13).

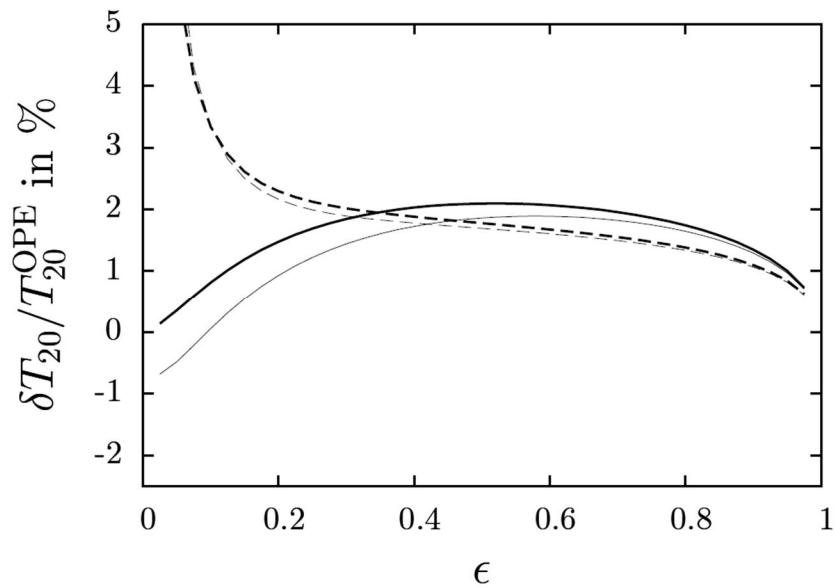


Рис. 3.14. Относительная двухфотонная поправка $\delta T_{20}/T_{20}^{OPE}$ (пунктирная и непрерывная линии отвечают $Q^2=2$ и 3 (ГэВ) 2 ; жирные и тонкие – CD -боннский и парижский потенциалы)

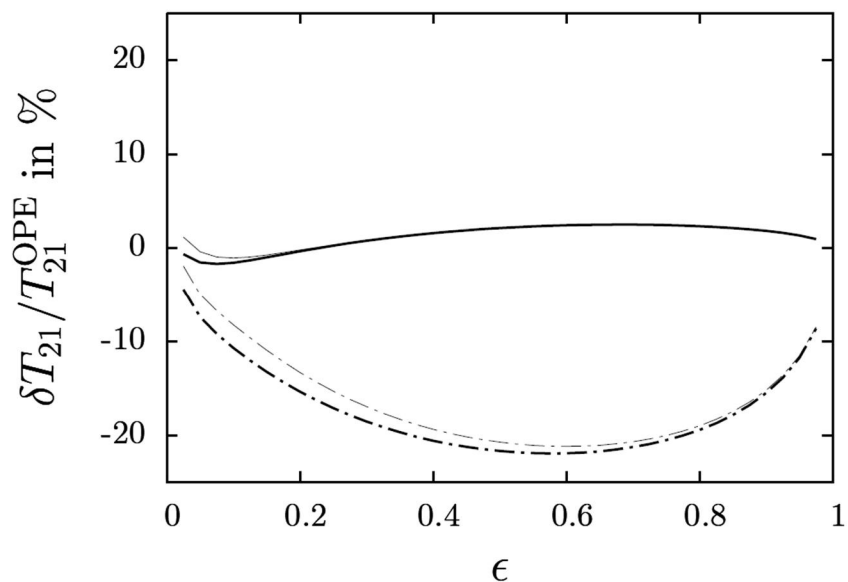


Рис. 3.15. Относительная двухфотонная поправка $\delta T_{21}/T_{21}^{OPE}$ (штрихпунктирная и непрерывная линии отвечают $Q^2=1$ и 3 (ГэВ) 2 ; жирные и тонкие – CD -боннский и парижский потенциалы)

Зависимость относительной поправки двухфотонного обмена в компоненты T_{20} и T_{21} анализирующей способности от ε для нескольких значениях Q^2 , представлена на рис. 3.14 и 3.15. Можно заключить, что вклад двухфотонного обмена в T_{20} незначителен, по крайней мере, при $\varepsilon > 0.1$. В T_{21}

роль двухфотонных эффектов возрастает с ростом Q^2 и доходит до 20 – 22% при $Q^2 = 3 \text{ (ГэВ)}^2$.

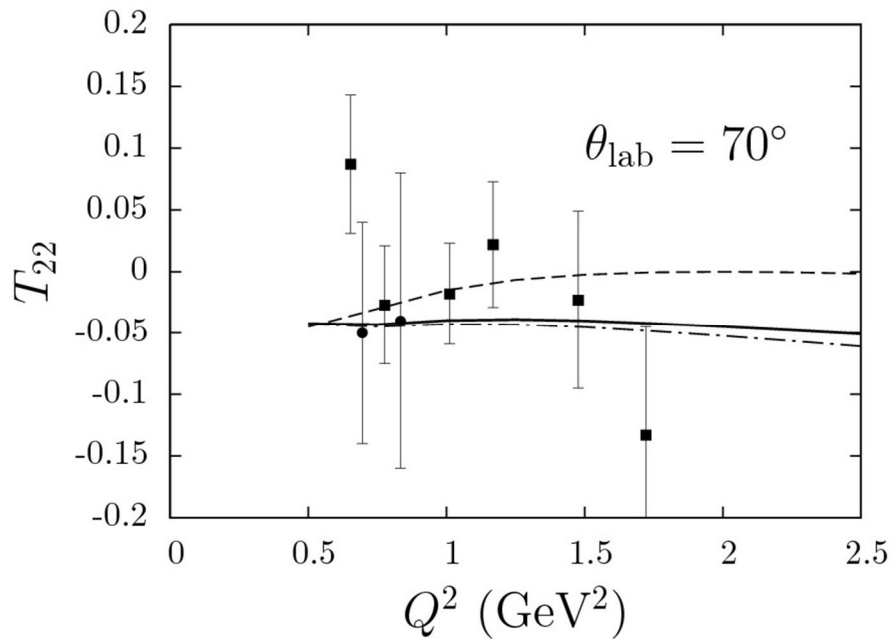


Рис. 3.16. T_{22} при $\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$

(непрерывная и пунктирная линии – с учётом двухфотонной поправки для CD -боннского и парижского потенциалов; штрихпунктирная – без учёта; данные для сравнения взяты из [9] (точки) и [11] (квадраты))

На рис. 3.16 приведено поведение T_{22} в зависимости от Q^2 при фиксированном угле $\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$, рассчитанное в рамках однофотонного и двухфотонного обмена. Видно, что учет двухфотонного обмена существенным образом влияет на результат. Значительный вклад слагаемого, обусловленного интерференцией между однофотонной и двухфотонной амплитудами, можно объяснить следующими соображениями: $G_Q/G_M \sim 10$

и поэтому слагаемое $\frac{8}{3} \cos \frac{\theta}{2} \eta G_Q g_{1,2}$ становится сравнимым со слагаемым

$$\cos^2 \frac{\theta}{2} |\tilde{G}_M|^2.$$

К сожалению, большие ошибки в экспериментальных данных ограничивают на данном этапе исследование двухфотонных эффектов. Однако, в дальнейшем, при использовании более точных данных, разработанный подход может дать возможность получить адекватное описание изучаемых явлений.

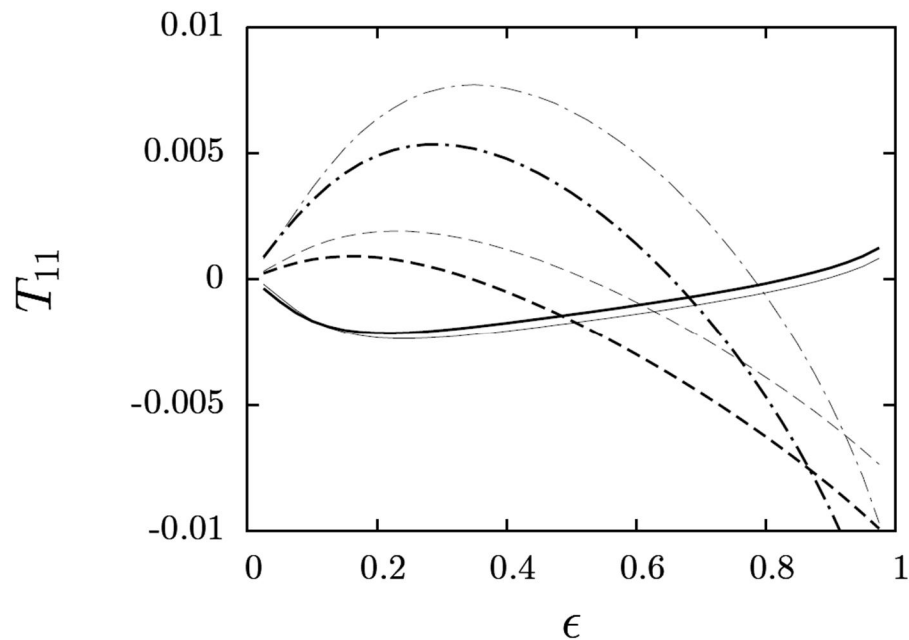


Рис. 3.17. T_{11} при $Q^2=1, 2, 3$ (ГэВ)²

(непрерывная, пунктирная и штрихпунктирная линии, соответственно; жирные и тонкие кривые – CD -боннский и парижский потенциалы)

Полученные в диссертационной работе оценки для наблюдаемых, которые обращаются в нуль в однофотонном приближении (T_{11} , C_{21}^L и C_{22}^L), показаны на рис. 3.17 и 3.18.

Также обнаружено, что двухфотонное приближение дает лишь незначительные изменения (не больше нескольких процентов) в C_{10}^L и C_{11}^L корреляции (рис. 3.19).

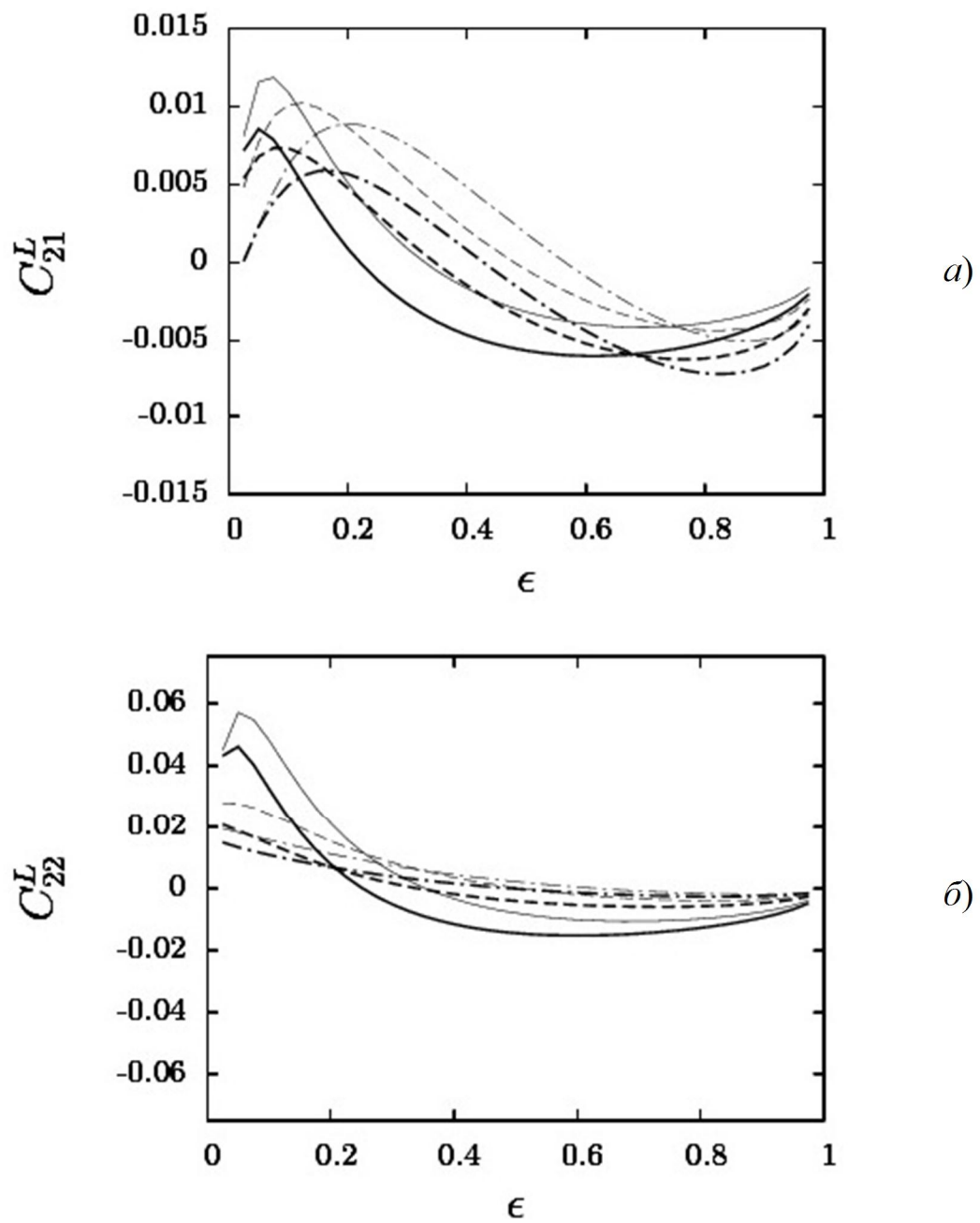


Рис. 3.18. C_{21}^L (a) и C_{22}^L (б) при $Q^2=1, 2, 3$ (ГэВ) 2
 (непрерывная, пунктирная и штрихпунктирная линии, соответственно;
 жирные и тонкие кривые – CD -боннский и парижский потенциалы)

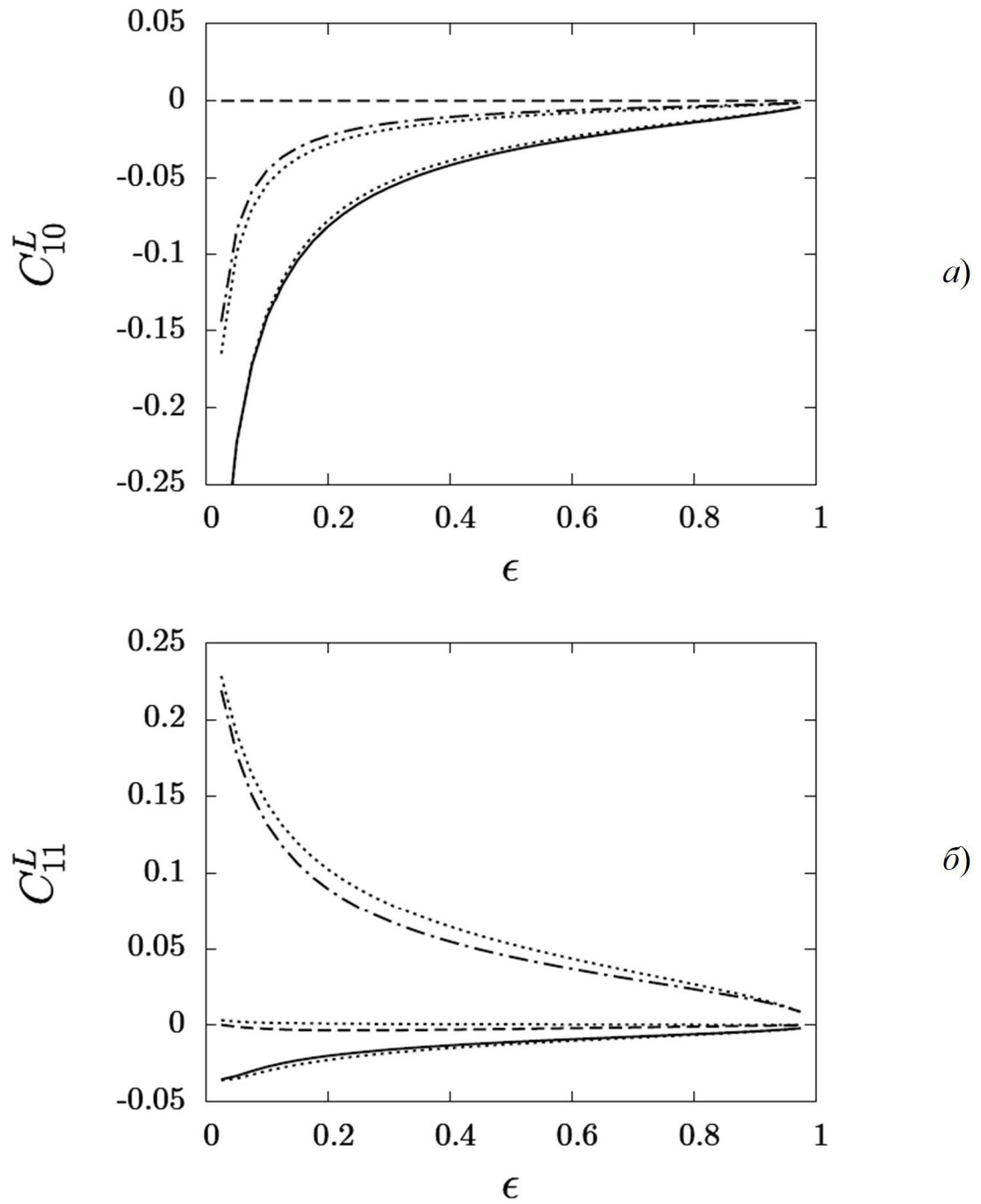


Рис. 3.19. C_{10}^L (a) и C_{11}^L (б) при $Q^2=1, 2, 3$ (ГэВ)²
(непрерывная, пунктирная и штрихпунктирная линии, соответственно;
жирные и тонкие кривые – CD -боннский и парижский потенциалы)

3.4.3 Анализ результатов расчёта. Рассмотрена общая структура дифференциального сечения упругого рассеяния продольно поляризованных электронов на поляризованных дейтронах.

Обобщенные структурные функции дейтрона A , B и поляризационные наблюдаемые реакции рассчитывались в рамках однофотонного + двухфотонного обмена. Найдено, что вклад двухфотонного обмена в обобщенную структурную функцию A меньше погрешности эксперимента (около нескольких процентов) и около 10 – 20% в обобщенную структурную функцию B при $Q^2 > 2,5(\text{ГэВ})^2$.

Если двухфотонные поправки в T_{20} являются незначительными, то интерференционное слагаемое между амплитудой однофотонного обмена и амплитудой двухфотонного обмена вносит основной вклад в T_{22} при $Q^2 > 0,5(\text{ГэВ})^2$. Это означает, что T_{22} может быть хорошим объектом для экспериментального исследования двухфотонного вклада в упругое электрон-дейтронное рассеяние.

Были также рассчитаны поляризационные наблюдаемые T_{11} , C_{21}^L и C_{22}^L , которые пропорциональны мнимой части амплитуды реакции и которые исчезают в рамках однофотонного обмена.

Из представленных на рис. 3.12 – 3.19 результатов видно, что полученные в работе оценки имеют большую неопределенность. Наиболее весомый источник неопределенности исходит от фактора S . Он определяется частью дейтронной волновой функции в окрестности нуля. Поведение волновой функции в этой области остается плохо определенной (см. табл. 3.1). Конечно, вклад ненуклонных (кварк-глюонных, мезонных) степеней свободы также должен быть принят во внимание в этой области, что может в дальнейшем существенно уточнить окончательный результат.

Учитывая всё вышеизложенное, можно сделать вывод, что экспериментальное и численное исследование вклада двухфотонного обмена в

упругое электрон-дейтронное рассеяние при Q^2 порядка нескольких (ГэВ)² позволит получить важную информацию о дейтронной структуре на малых расстояниях.

3.5. Основные выводы по главе

В работе рассмотрено упругое рассеяние электрона на дейтроне с учётом двухфотонных поправок.

- Впервые проведен полный расчет вклада от эффекта двухфотонного обмена в упругое электрон-дейтронное рассеяние с учетом волновой функции дейтрона для реалистического нуклон-нуклонного потенциала.
- Показано, что из шести независимых обобщенных форм-факторов $\check{G}_C(Q^2, \theta)$, $\check{G}_M(Q^2, \theta)$, $\check{G}_Q(Q^2, \theta)$, $g_1(Q^2, \theta)$, $g_2(Q^2, \theta)$ и $g_3(Q^2, \theta)$, которые определяют амплитуду однофотонного + двухфотонного обмена, только три ($\check{G}_C(Q^2, \theta)$, $\check{G}_M(Q^2, \theta)$, $\check{G}_Q(Q^2, \theta)$) вносят вклад в сечение во втором порядке теории возмущений.
- Исследовано два типа диаграмм двухфотонного обмена: для первого типа – два промежуточных фотона взаимодействуют с одним и тем же нуклоном, для второго типа – промежуточные фотоны взаимодействуют с различными нуклонами.
- Впервые структурные функции и поляризационные наблюдаемые в упругом рассеянии продольно поляризованных электронов на поляризованных дейтронах рассмотрены в приближении однофотонного + двухфотонного обмена. Показано, что вклад двухфотонного обмена в обобщенную структурную функцию A имеет порядок нескольких процентов, а в обобщенную магнитную структурную функцию B порядка 10 – 20%. Было обнаружено, что компоненты T_{20} и T_{21} тензорной анализирующей способности преимущественно определяются

однофотонным обменом, в то время как T_{22} определяется интерференцией однофотонного и двухфотонного обменов. Также рассмотрены поляризационные наблюдаемые T_{11} , C_{21} и C_{22} , которые пропорциональны мнимой части амплитуды реакции, и которые исчезают в рамках однофотонного обмена.

- Показано, что амплитуда двухфотонного обмена в значительной мере определяется структурой дейтрона на малых расстояниях. В данной области структура дейтрона остается все ещё недостаточно исследованной. Сравнение вклада двухфотонных поправок, использующих различные волновые функции дейтрона, с экспериментальными данными, может быть ещё одним критерием при построении теоретической модели для адекватного описания структуры дейтрона на малых расстояниях.
- Полученные в работе предсказания для компонент тензорной анализирующей способности T_{22} , T_{20} , T_{21} , T_{11} и параметров корреляции C_{21}^L , C_{22}^L , C_{10}^L , C_{11}^L могут быть проверены в будущих экспериментах по рассеянию поляризованных электронов на поляризованных дейтронах.

ГЛАВА 4

НЕУПРУГОЕ $A(d, p)X$ РАССЕЯНИЕ С УЧЁТОМ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

4.1 Реакции развала дейтрона как инструмент для изучения внутренней структуры дейтрона

В течение нескольких последних десятилетий были приложены значительные усилия для исследования структуры дейтрона в широкой области, от области, где описание структуры дейтрона происходит на уровне нуклонов и мезонов, до области, где начинают проявляться кварковые и глюонные степени свободы.

Реакции с использованием т.н. "адронного зонда", из-за их высокой светимости, играют важную роль в таких исследованиях. В частности, это реакции $A(d, p)X$ – развала дейтрона с регистрацией протона при нулевом угле [138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 146, 147, 148, 149]. Были получены подробные данные о дифференциальном сечении, тензорной анализирующей способности T_{20} и передаче поляризации κ_0 [138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152].

Эти данные показывают значительное отклонение наблюдаемых (дифференциальное сечение, T_{20} , κ_0) от теоретических расчетов, которые не могут быть устранены учётом эффектов многократного рассеяния без кардинального изменения волновой функции дейтрона в области малых расстояний [153]. Было показано, что такая модификация происходит из-за учёта принципа Паули на уровне структурных кварков [154, 155]. В результате короткодействующая часть дейтронной волновой функции включает в себя, помимо pn компонент новые, "экзотические" компоненты NN^* , N^*N и N^*N^* , которые не могут быть сведены к pn конфигурации. При этом важно отметить, что главный вклад в такие состояния происходит от

нижайших резонансов, которые, как правило, имеют отрицательную четность. В результате соответствующее изменение волновой функции порождает эффективную P -волну, которая радикально меняет поведение наблюдаемых в высокоимпульсной области (область импульсов протона-спектратора в системе покоя дейтрона $k \geq 200$ МэВ).

В работе [153] было показано, что учет в волновой функции дейтрона экзотических компонент NN^* и N^*N позволяет описать экспериментальные данные по сечениям и поляризационным наблюдаемым реакции $A(d, p)$ – развала с вылетом протона вперед. В рамках такого подхода было получено хорошее описание всех экспериментальных данных по $A(d, p)$ –развалу.

Как пример, на рис. 4.1 и 4.2 приведено сравнение результатов расчета с дифференциальным сечением реакций $^1H(d, p)$ и $^{12}C(d, p)$, измеренных в работе [153].

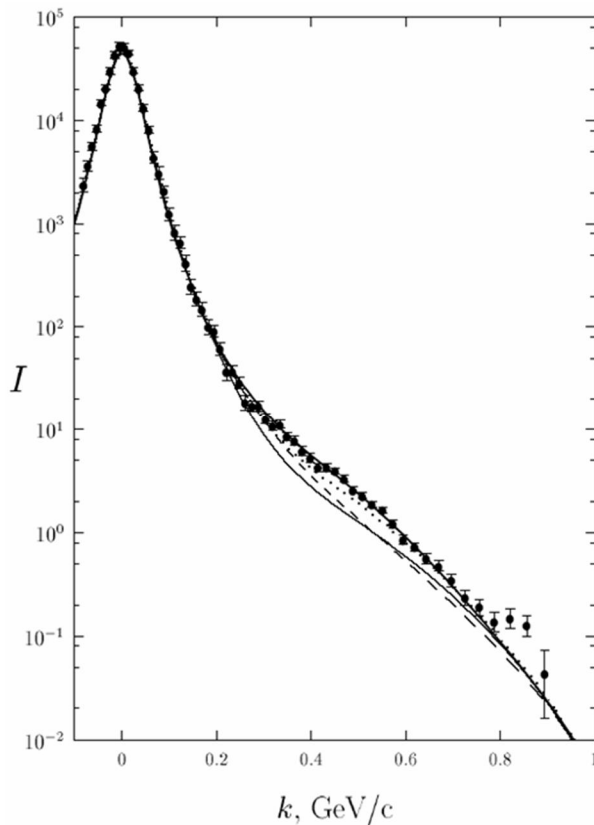


Рис. 4.1. Инвариантное сечение I реакции развала дейтрона $^1H(d, p)$ при нулевом угле регистрации протона

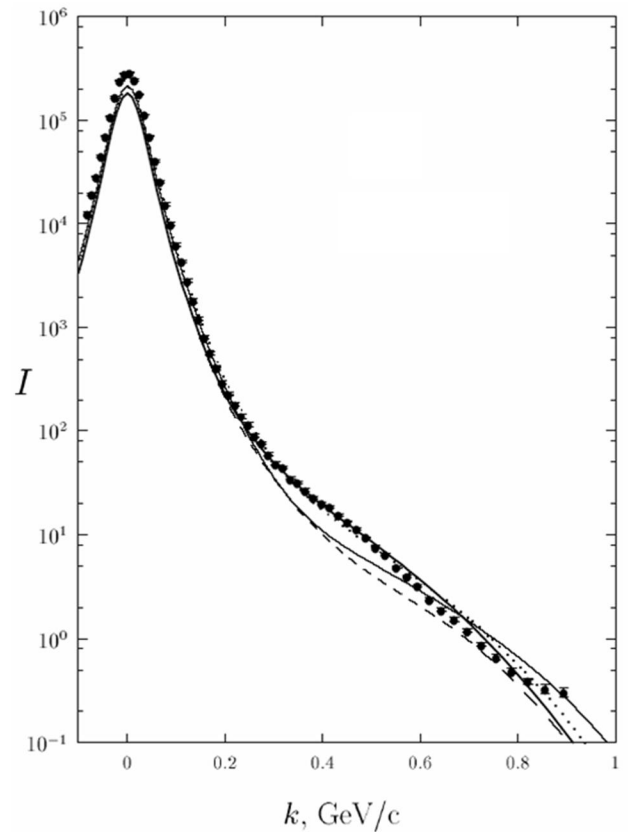


Рис. 4.2. То же, что и на рис. 4.1 для реакции $^{12}C(d, p)$

Здесь $I = E_p \frac{d^3\sigma}{d^3k}$ инвариантное сечение [в мб/(ГэВ²страд)] развала дейтрона при нулевом угле регистрации протона и импульсе налетающего дейтрона $p_d = 9.1$ ГэВ. По горизонтальной оси отложен импульс протона в системе покоя дейтрона. Кривые отвечают результатам расчетов с использованием Nijm-I дейтронной волновой функции в рамках многократного рассеяния: с учётом кварковых степеней свободы (жирная сплошная линия) и без учёта кварковых обменов (штрихпунктирная линия). Расчёт в рамках импульсного приближения без учета и с учетом эффективных изобарных конфигураций представлен пунктирной линией и длинной пунктирной линией, соответственно. Рисунки взяты из работы [153].

Таким образом, наблюдаемое расхождение данных с результатами традиционного многократного расчета (штрихпунктирная линия) может быть интерпретировано как появление ненуклонных (кварковых) степеней свободы в дейтроне.

Однако, одна важная проблема, которая могла бы изменить такую интерпретацию, еще не обсуждалась.. Дело в том, что конечный протон регистрировался практически при нулевом угле вылета ($\theta < 7 \mu\text{рад}$) относительно направления импульса дейтрона и, следовательно, кулоновское взаимодействие может, в принципе, дать значительный вклад в наблюдаемые. В настоящей Главе представлено исследование этой задачи. Рассмотрение будет вестись в рамках подхода Ахиезера – Ситенко [156, 157].

Глава организована следующим образом. В подразделе 4.2 сформулирован общий формализм. Получено выражение для амплитуды с учётом кулоновского взаимодействия и выведено общее выражение для инвариантных дифференциальных сечений $A(d, p)$ –развала с выходом протона на нулевой угол (подраздел 4.3). Процедура численных расчетов обсуждается в подразделе 4.4. В подразделе 4.5 проводится сравнение выполненных расчетов с экспериментом и выводы.

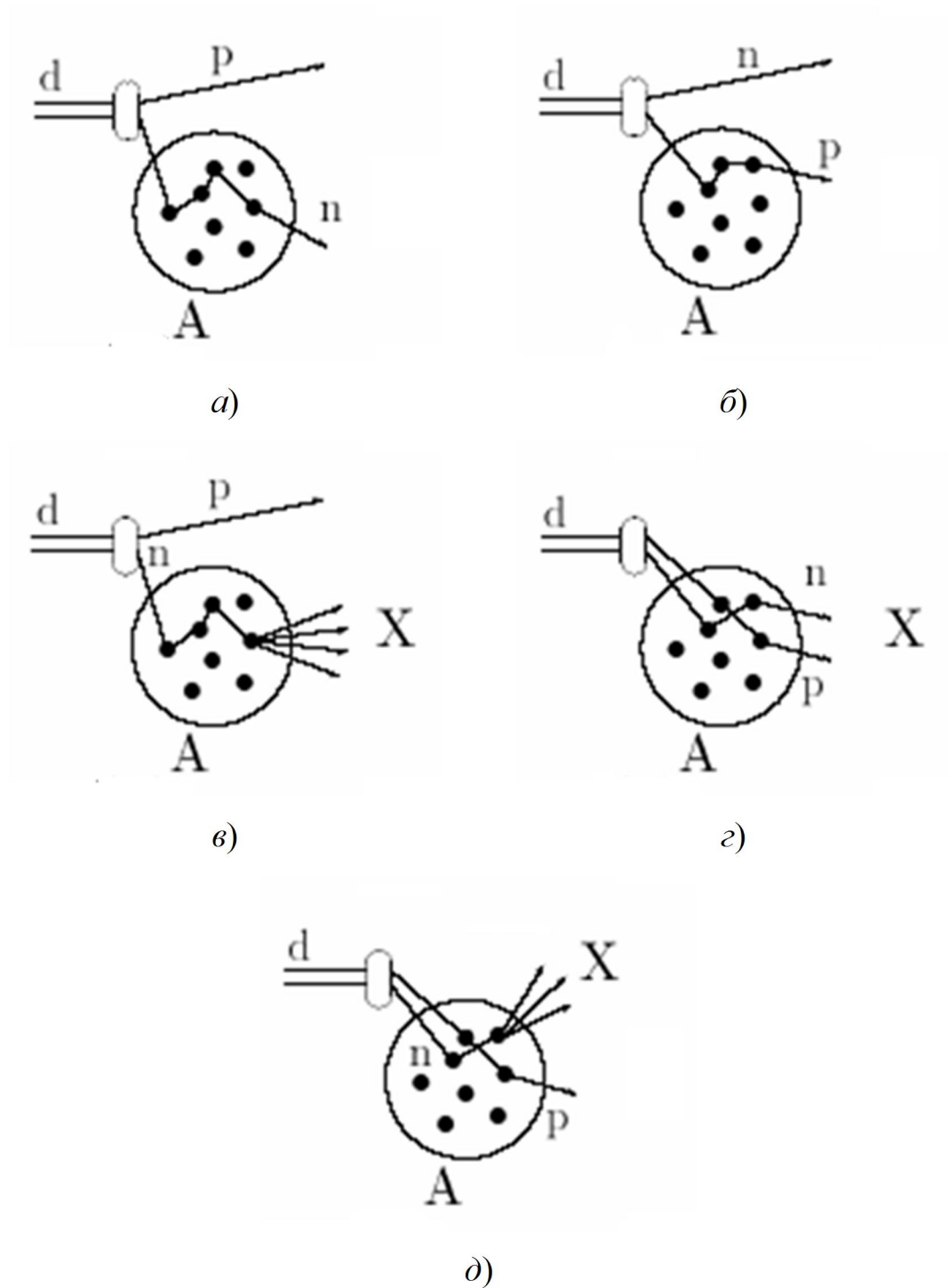


Рис. 4.3. Схематические диаграммы реакции $A(d, p)X$ – развала дейтрона учитывающиеся в модели Глаубера – Ситенко без учёта кулоновского взаимодействия

4.2 Общий формализм расчёта кулоновской поправки

Начнем с рассмотрения общего формализма расчёта кулоновской поправки к сечению развала дейтрона $A(d, p)X$. Будем считать, что протон

имеет продольный импульс $p_3 \sim p_d/2$ и малый поперечный импульс $p_\perp$. В этом случае достаточно принять во внимание только вклад процессов упругих столкновений дейтронных нуклонов с нуклонами ядра.

В пренебрежении кулоновским взаимодействием амплитуда имеет следующий вид (диаграммы a, b, c на рис. 4.3)

$$\begin{aligned}
 F^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) &= \\
 &= \frac{ip_d p}{2\pi} \int d^2 B e^{i\mathbf{Q}_\perp \mathbf{B}} \int d^3 r \psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \psi_0(\mathbf{r}) [1 - e^{-i\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)}] = \\
 &= \frac{ip_d p}{2\pi} \int d^2 B e^{i\mathbf{Q}_\perp \mathbf{B}} \int d^3 r \psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \psi_0(\mathbf{r}) [\Gamma_p(\mathbf{b}_p) + \Gamma_n(\mathbf{b}_n) - \Gamma_p(\mathbf{b}_p) \Gamma_n(\mathbf{b}_n)] = \\
 &= F_p^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) + F_n^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) - F_{pn}^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp), \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

где

$\psi_0(\mathbf{r})$ и $\psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r})$ – волновые функции дейтрона и системы протон и нейтрон в конечном состоянии;

$\Gamma_p(\mathbf{b}_p)$ и $\Gamma_n(\mathbf{b}_n)$ – профильные функции для рассеяния протона и нейтрона на ядре;

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2}(\mathbf{b}_p + \mathbf{b}_n), \quad \mathbf{r}_\perp = \frac{1}{2}(\mathbf{b}_p - \mathbf{b}_n);$$

$\mathbf{b}_p$ и $\mathbf{b}_n$ прицельные параметры протона и нейтрона;

$\mathbf{p}_d = (0, 0, p_d)$ – импульс дейтрона;

$\mathbf{Q}_\perp$ – импульс конечной протон-нейтронной системы;

$F_p^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого рассеяния протона на ядре;

$F_n^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого рассеяния нейтрона на ядре;

$F_{pn}^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого двукратного рассеяния протона и нейтрона на ядре.

Определение относительного импульса $\mathbf{k}$ между конечным протоном и нейтроном нуждается в специальном комментарии. В нерелятивистском

случае он определяется как $\mathbf{k} = \left(\mathbf{p}_\perp - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_\perp, p_3 \right)$. Для релятивистских дейтронов ($p_d \gg m_d$) мы определяем его, как результат буста (релятивистского сдвига) вдоль оси z от системы покоя дейтрона к лабораторной системе

$$p_3^* + n_3^* = 0, \quad \mathbf{p}_\perp^* = \mathbf{p}_\perp, \quad \mathbf{n}_\perp^* = \mathbf{n}_\perp, \quad (4.2)$$

$$\mathbf{k}_\perp = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{n}_\perp) = \mathbf{p}_\perp - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_\perp, \quad k_3 = p_3^* - n_3^*, \quad (4.3)$$

где

$\mathbf{p}^*$ и $\mathbf{n}^*$ – импульсы конечных протона и нейтрона в системе покоя дейтрона,

$\mathbf{p}$ и $\mathbf{n}$ – эти же импульсы в лабораторной системе

Такое определение, конечно, может быть дано только вблизи области $p_3 \sim p_d/2$.

Предполагая, что поперечное движение является нерелятивистским, легко получаем

$$k_3 = \frac{\sqrt{M^2 + \frac{1}{2} p_d^2}}{E_d} \tilde{p}, \quad \text{где} \quad p_3 = \frac{1}{2} p_d + \tilde{p}. \quad (4.4)$$

Профильная функция определяется как

$$\begin{aligned} \Gamma_p(\mathbf{b}_p) &= \frac{1}{2\pi i p_n} \int d^2 l e^{-i \mathbf{l} \mathbf{b}} f_N(q) = \\ &= \frac{(1 - i \rho_N) \sigma_N}{4\pi \beta_N^2} e^{-\frac{1}{2} b^2 / \beta_N^2}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где амплитуда нуклон-ядерного рассеяния параметризуется стандартным образом:

$$f_N(l) = \frac{(i - \rho_N) p_N \sigma_N}{4\pi} e^{-\frac{1}{2} \beta_N^2 l^2}, \quad (4.6)$$

β_N^2 – параметр наклона, σ_N – полное сечение, ρ_N – отношение реальной части амплитуды к мнимой.

В дальнейшем будет использоваться приближение $\sigma_p = \sigma_n \equiv \sigma$.

Согласно [158] кулоновское взаимодействие можно включить, добавив кулоновский $\chi_c(b_p)$ и экранированный кулоновский χ_{scr} фазовые сдвиги к фазовому сдвигу сильного взаимодействия $\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)$

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) &= 1 - e^{i\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)} \rightarrow 1 - e^{i[\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) + \chi_{scr} + \chi_c(\mathbf{b}_p)]} = \\ &= \Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) + e^{i\chi_{scr}} \left[e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_c(b_p)} \right] [1 - \Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)]. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Кулоновский и экранированный кулоновский фазовые сдвиги равны

$$\begin{aligned} \chi_c(b_p) &= \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln p_3 + \frac{4\pi Z\alpha}{v_p} \left[\ln b_p \int_0^{b_p} T_c(b') b' db' + \int_{b_p}^{\infty} \ln b' T_c(b') b' db \right] \equiv \\ &\equiv \chi_0 + \tilde{\chi}_c(b_p), \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\chi_{scr} = \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln(2p_3) R_{scr}, \quad (4.9)$$

где

$T_c(b') = \int \rho_c(r) dz$ – функция толщины, которая соответствует распределению заряда ядра $\rho_c(r)$, нормированного условием $\int \rho_c(r) d^3r = 1$;

v_p – скорость протонов;

R_{scr} – атомный радиус экранирования;

Z – атомный номер;

$\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры.

В результате амплитуду кулоновского взаимодействия можно записать в виде

$$\begin{aligned}
F^C(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) &= \\
&= e^{i\chi_{scr}} \frac{ip_d p}{2\pi} \int d^2 B e^{i\mathbf{Q}_\perp \mathbf{B}} \int d^3 r \psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \psi_0(\mathbf{r}) \left[e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_c(b_p)} \right] \times \\
&\quad \times [1 - \Gamma_p - \Gamma_n + \Gamma_p \Gamma_n] = F_{dis}^C - F_p^C - F_n^C + F_{pn}^C,
\end{aligned} \tag{4.10}$$

где

$F_{dis}^C(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда кулоновской диссоциации;

$F_p^C(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого перерассеяния протона с учётом

кулоновского взаимодействия;

$F_n^C(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого рассеяния нейтрона с учётом

кулоновского взаимодействия;

$F_{pn}^C(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$ – амплитуда упругого рассеяния протона и нейтрона с

учётом кулоновского взаимодействия.

Рассмотрим более подробно каждое из этих слагаемых.

1. Амплитуда кулоновской диссоциации:

$$F_{dis}^C = \frac{ip_d p}{2\pi} G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q}_\perp, \mathbf{k}\right) \int d^2 b_p e^{i\mathbf{b}_p \mathbf{Q}} \left[e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_c(b_p)} \right], \tag{4.11}$$

где

$$G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q}_\perp, \mathbf{k}\right) = \int d^3 r e^{i\frac{1}{2}\mathbf{Q}\mathbf{r}} \psi_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) \psi_0(\mathbf{r}) \tag{4.12}$$

– форм-фактор перехода.

Для интегрирования по $d^2 b_p$ следует ввести точечный фазовый сдвиг [158]

$$\chi_{pt} = \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln p_3 b_p = \chi_0 + \tilde{\chi}_{pt}(b_p), \tag{4.13}$$

где $\tilde{\chi}_{pt}(b_p) = \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln b_p$.

Используя тождество

$$\left[e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_c(b_p)} \right] = \left[e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_{pt}} \right] + \left[e^{i\chi_{pt}} - e^{i\chi_c} \right],$$

окончательно получим

$$F_{dis}^c = G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q}_\perp, \mathbf{k}\right) \left[F_{pt}(Q) + \Delta F(Q) \right] \equiv G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q}_\perp, \mathbf{k}\right) F_c(Q), \quad (4.14)$$

где

$$F_{pt}(Q) = -\frac{2Z\alpha p_d}{vQ^2} e^{i\varphi_c} \quad (4.15)$$

– амплитуда рассеяния на кулоновском потенциале точечного заряда

$$\varphi_c = -\frac{2Z\alpha}{vQ^2} \left[C + \ln\left(\frac{Q}{2p_3}\right) \right], \quad C = 0.577215 \text{ – константа Эйлера;}$$

$$\begin{aligned} \Delta F(Q) &= e^{-i\chi_0} \Delta \tilde{F}(Q) = \\ &= ip_d \int_0^\infty db_p \, b_p J_0(Qb_p) \left[e^{i\chi_{pt}(b_p)} - e^{i\chi_c(b_p)} \right], \end{aligned} \quad (4.16)$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя.

2. Протонное рассеяние с учётом кулоновского взаимодействия (рис. 4.4):

$$F_p^c = \frac{\sigma}{4\pi} G\left(-\frac{1}{2}\mathbf{Q}_\perp, \mathbf{k}\right) C_c(Q), \quad (4.17)$$

где

$$C_c(Q) = \int_0^\infty dq \, q e^{-\frac{\beta^2(q^2 + Q^2)}{2}} I_0(\beta^2 Q q) F_c(q).$$

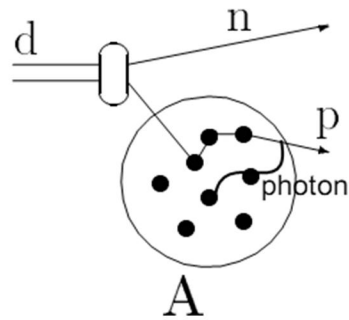


Рис. 4.4. Диаграмма, отвечающая протонному рассеянию с учётом кулоновского взаимодействия

3. Рассеяние нейтрона с учётом кулоновского взаимодействия (рис. 4.5):

$$F_n^c = \int \frac{d^2 l}{2\pi i n} G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q} - \mathbf{l}, \mathbf{k}\right) f_n(l) F_c(|\mathbf{Q}_\perp - \mathbf{l}_\perp|). \quad (4.18)$$

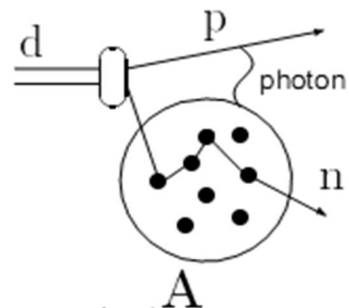


Рис. 4.5. Диаграмма, отвечающая нейтронному рассеянию с учётом кулоновского взаимодействия

4. Нейтрон-протонное перерассеяние с учётом кулоновского взаимодействия (рис. 4.6):

$$F_{np}^c = -\frac{1}{(2\pi)^2 (pn)} \int d^2 l d^2 l' G\left(-\frac{1}{2}\mathbf{Q} + -\mathbf{l}', \mathbf{k}\right) F_c(|\mathbf{Q} - \mathbf{l} - \mathbf{l}'|) f_p(l) f_n(l'). \quad (4.19)$$

Для гауссовых амплитуд $f_p(l)$ и $f_n(l')$ можно выполнить интегрирование по углам. Тогда получим

$$F_{np}^c = -\left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^2 \int_0^\infty dq \int_0^\infty dq' qq' G\left(\frac{1}{2}q', \mathbf{k}\right) F_c(q) \times \\ \times \tilde{I}_0\left(-\frac{1}{2}\beta^2 qq'\right) \tilde{I}_0\left(\frac{1}{2}\beta^2 qQ\right) e^{-\frac{1}{4}\beta^2 [(q-q')^2 + q-Q]^2}, \quad (4.20)$$

где $\tilde{I}_0(x) = -e^{-|x|} I_0(x)$, $I_0(x)$ – функция Бесселя.

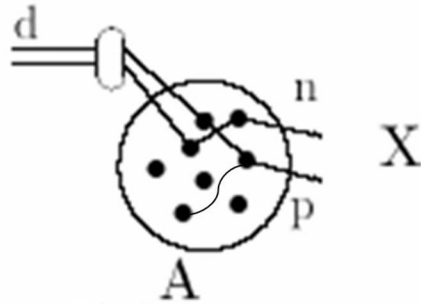


Рис. 4.6. Диаграмма, отвечающая нейтрон-протонному рассеянию с учётом кулоновского взаимодействия

При получении (4.20) использовался тот факт, что форм-фактор $G(\mathbf{Q}', \mathbf{k})$ не зависит от направления $\mathbf{Q}$, когда вектор $\mathbf{k}$ направлен по оси z . Также предполагалась одинаковость нуклон-ядерных амплитуд для протонов и нейтронов.

Окончательно получается

$$F(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) = F^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) + e^{i\chi_{scr}} (F_{dis}^c - F_p^c - F_n^c + F_{pn}^c). \quad (4.21)$$

В результате дальнего действия кулоновского взаимодействия, амплитуды (4.15) расходятся в пределе $Q \rightarrow 0$. Благодаря дейтронной энергии связи, нейтрон теряет часть своего продольного импульса Q_0 , когда поперечный импульс стремится к нулю $Q_\perp \rightarrow 0$ [156]. Оценим значение Q_0 по следующей формуле

$$Q_0 = \frac{m_n^2 + (p_d - p)^2 - (E_d - E_p)^2}{2(p_d - p)}. \quad (4.22)$$

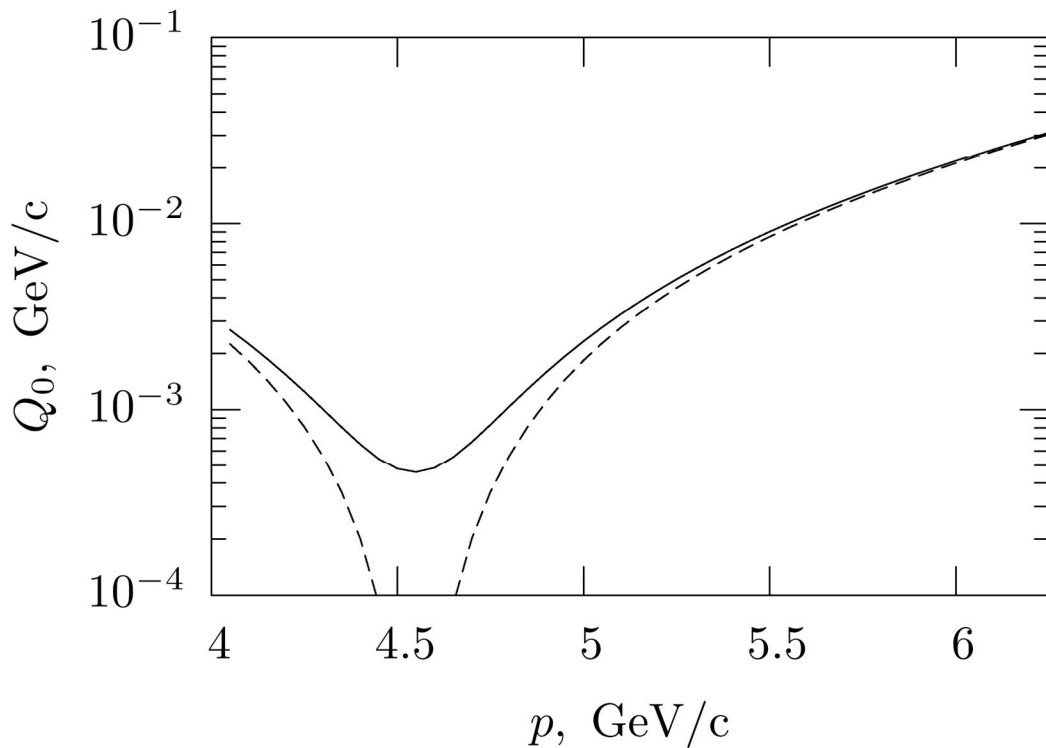


Рис. 4.7. Зависимость импульса Q_0 от продольного импульса протона p при импульсе дейтрона равном $p_d = 9,1$ ГэВ (непрерывная кривая – расчет с экспериментальными значениями масс протона и нейтрона, пунктирная – для случая $m_n = m_d/2$)

Чтобы учесть энергию связи в дейтроне необходимо произвести замену $Q^2 \rightarrow Q^2 + Q_0^2$ в знаменателе амплитуды (4.15). Видно, что импульс Q_0^2 минимален при $p = p_d/2$. Это означает, что в данной кинематической области кулоновское взаимодействие должно быть максимальным (рис. 4.7).

4.3 Амплитуда сильного взаимодействия

Как уже упоминалось ранее, амплитуда сильного взаимодействия (4.1) соответствует случаю, когда дейтронные составляющие (протон и нейтрон) участвуют только в упругих процессах. Квадрат модуля данной амплитуды пропорционален так называемому "сечению дезинтеграции". Для расчета инклюзивного сечения, нужно добавить ещё два вклада, соответствующие сечению дезинтеграции и сечению абсорбции [159, 160]. При расчёте сечения поглощения учитывалось, что нейтрон испытывает неупругие столкновения с

одним из нуклонов ядра (рис. 4.3, *в, д*), однако протон испытывает только упругие перерасcеяния. Такой подход называют моделью Бертокки – Треллани [160].

В работе [153] модель Бертокки – Треллани была изменена следующим образом:

- волновая функция дейтрона рассматривается в рамках "рецепта минимальной релятивизации" с динамикой в системе бесконечного импульса [161, 162];
- учитывается принцип Паули на уровне конститuentных кварков.

Учёт последних осуществляется в рамках метода резонирующих групп (МРГ), что приводит к изменению дейтроной волновой функции на малых расстояниях [154, 155]

$$\psi^d(1,2,\dots,6) = \hat{A}\phi_N(1,2,3)(4,5,6)\chi(\mathbf{r}), \quad (4.23)$$

где $\hat{A}$ – оператор антисимметризации для кварков из различных трёхкварковых ($3q$) мешков, ϕ_N – нуклонные $3q$ кластеры, $\chi(\mathbf{r})$ – МРГ функции распределения, $\mathbf{r}$ – относительная координата между двумя $3q$ мешками.

В связи с наличием антисимметризатора в (4.23), волновая функция дейтрона, разложенная на $3q \times 3q$ кластеры, включает в себя, помимо стандартного компонента pn , нетривиальные NN^* –компоненты. Большинство изобар N^* имеют отрицательную четность и, таким образом создают эффективные P –волны в дейтроне.

Следуя работам [154, 155], можно выбрать функцию распределения $\chi(\mathbf{r})$ в виде обычной двухнуклоной волновой функции дейтрона, перенормированной согласно условию, сформулированному в работе [163].

Дифференциальное сечение определяется формулой

$$\frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^2n |F(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)|^2, \quad (4.24)$$

где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{n}$ – импульсы протона и нейтрона.

В случае, когда $\mathbf{p}_\perp = 0$, преданный импульс $\mathbf{Q} = \mathbf{n}_\perp$, и интегрирование по углу становится тривиальным. В результате приходим к следующему выражению для инвариантного дифференциального сечения

$$E_p \frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{E_p^*}{(2\pi)^2} \int_0^\infty dn n |F(0, p_3, n)|^2, \quad (4.25)$$

где E_p^* – энергии протонов в системе покоя дейтрона.

Из-за осцилляции фактора $e^{i\chi_{scr}}$ в (4.21), сильное взаимодействие и кулоновская части амплитуды не интерферируют в (4.25).

4.4 Численные расчеты

Мы используем осцилляторное распределение для плотности заряда в ядре

$$\rho_c(r) = \frac{2}{\pi^{3/2} Z a_0^3} \left[1 + (Z-2) \frac{r^2}{3a_0^2} \right] e^{-r^2/a_0^2}, \quad (4.26)$$

где $\langle r^2 \rangle = a_0^2 \left(\frac{5}{2} - \frac{A}{4} \right)$.

Для ^{12}C параметр $a_0 = 1,6 \text{ fm}$ [158]. В случае распределения (4.26) функция толщины определяется соотношением

$$T_c(b) = \frac{2}{\pi Z a_0^2} \left[1 + \frac{Z-2}{6} + (Z-2) \frac{b^2}{3a_0^2} \right] e^{-b^2/a_0^2}. \quad (4.27)$$

На рис. 4.8 для ^{12}C приведены: сдвиг кулоновской фазы $\tilde{\chi}_c(b_p)$ (сплошная линия), фазовый сдвиг для точечного заряда $\tilde{\chi}_{pt}(b_p)$ (пунктирная линия); штрихпунктирная линия – фазовый сдвиг $\tilde{\chi}_{ap}(b_p)$ в параметризации (Л.1) (см. Приложение Л). В численных расчетах используются

параметризации фазового сдвига $\tilde{\chi}_c(b_p)$ (4.8) и действительной и мнимой частей поправок к потенциалу $\Delta\tilde{F}_c(Q)$, приведенные в Приложении Л.

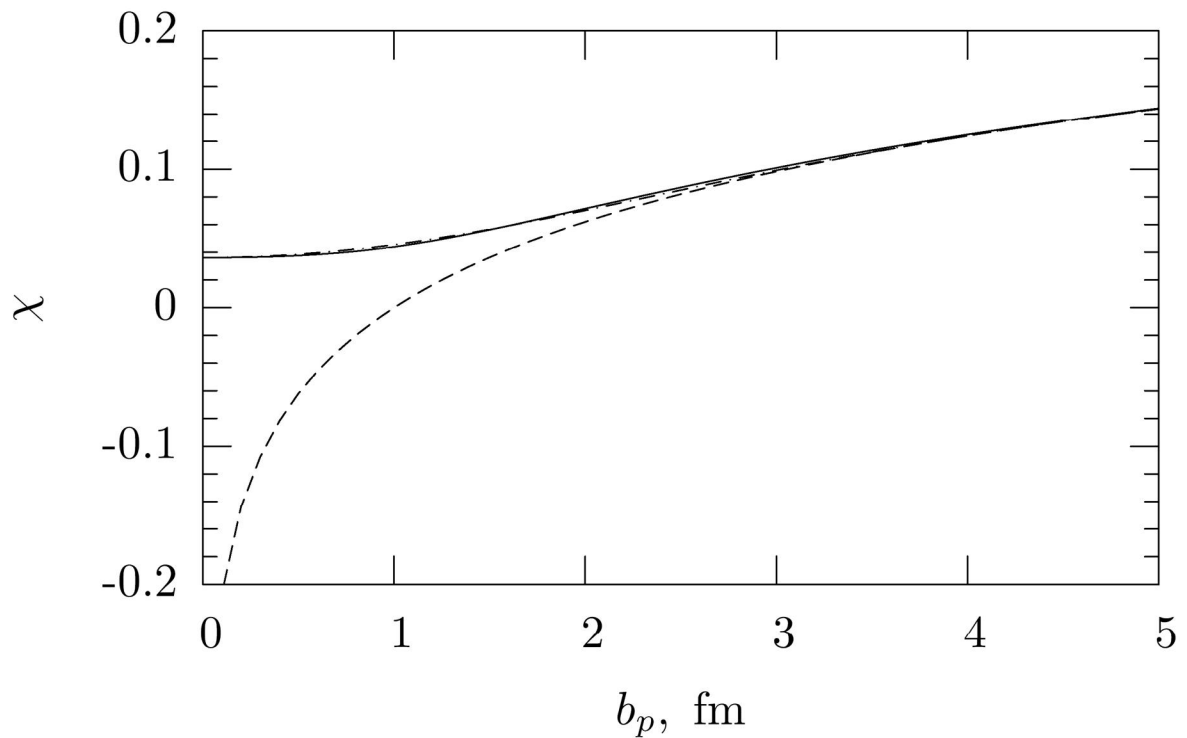


Рис. 4.8. Фазовый сдвиг для ^{12}C

Все вычисления выполняются с использованием волновой функции дейтрона для Nijm-I потенциала [164]. S и D компоненты волновой функции были аппроксимированы следующим образом

$$u(r) = r \sum_{i=1}^N A_i e^{-\alpha_i r^2}, \quad w(r) = r^3 \sum_{i=1}^N B_i e^{-\beta_i r^2}. \quad (4.28)$$

Известно, что из гауссовых волновых функций (4.28) нельзя построить волновую функцию для несвязанной системы pn , которая удовлетворяла бы условию ортогональности и полноты. Однако, следуя результатам работы [157], можно построить функцию, которая будет ортогональна волновой функции дейтрона (4.28)

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} - (2\pi)^{3/2} \psi_s(r) \phi_s(k) / N_s, \quad (4.29)$$

где $\psi_s(r) = \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} \frac{u(r)}{r}$, N_s – вероятность S -волны в дейтроне, $\phi_s(k)$ – Фурье-образ дейтронной S -волны

$$\phi_s(k) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{(2\alpha_i)^{3/2}} e^{-k^2/(4\alpha_i)}.$$

Окончательно получим следующее выражение для форм-фактора

$$G\left(\frac{1}{2}\mathbf{Q}, \mathbf{k}\right) = \\ = (2\pi)^{3/2} \left\{ \phi_s\left(\left|\frac{1}{2}\mathbf{Q} - \mathbf{k}\right|\right) - (\pi)^{3/2} \frac{\phi_s(k)}{N_s} \sum_{i,j=1}^N \frac{A_i A_j}{(\alpha_i + \alpha_j)^{3/2}} e^{-Q^2/(16(\alpha_i + \alpha_j))} \right\}. \quad (4.30)$$

В численных расчетах для полного сечения $p^{12}\text{C}$ принималось его экспериментальное значение $\sigma = 340 \text{ mb}$. Параметр наклона в pA -рассеянии оценивался в рамках модели Глаубера – Ситенко и принимался равным $\beta^2 = 69.3 (\text{ГэВ})^2$.

4.5 Сравнение с экспериментом и выводы по главе

На рис. 4.10 приведены результаты сравнения проведенных расчётов с экспериментальными данными [138, 139] по дифференциальным сечениям $A(d, p)$ -развала, измеренными при $p_d = 9.1 \text{ ГэВ}$. Полученные результаты также сравнивались с квазиимпульсным приближением [138] (рис. 4.9)

$$\frac{d^3\sigma}{d^3k} \approx \sigma_{nC}^{in} |\psi_d(q)|^2,$$

где q – импульс протона в системе покоя дейтрона,

σ_{nC}^{in} – неупругое нейтрон-углеродное сечение.

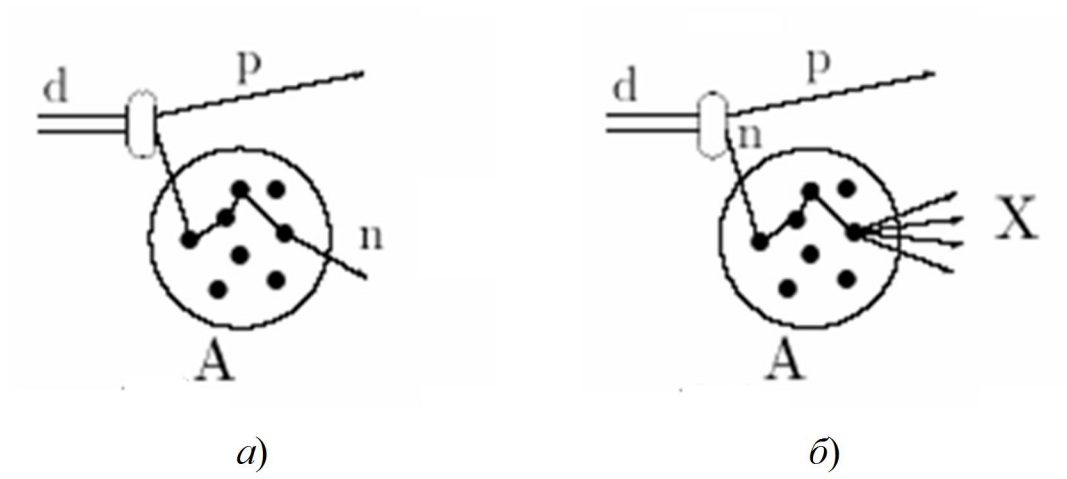


Рис 4.9. Диаграммы, отвечающие квазиимпульсному приближению

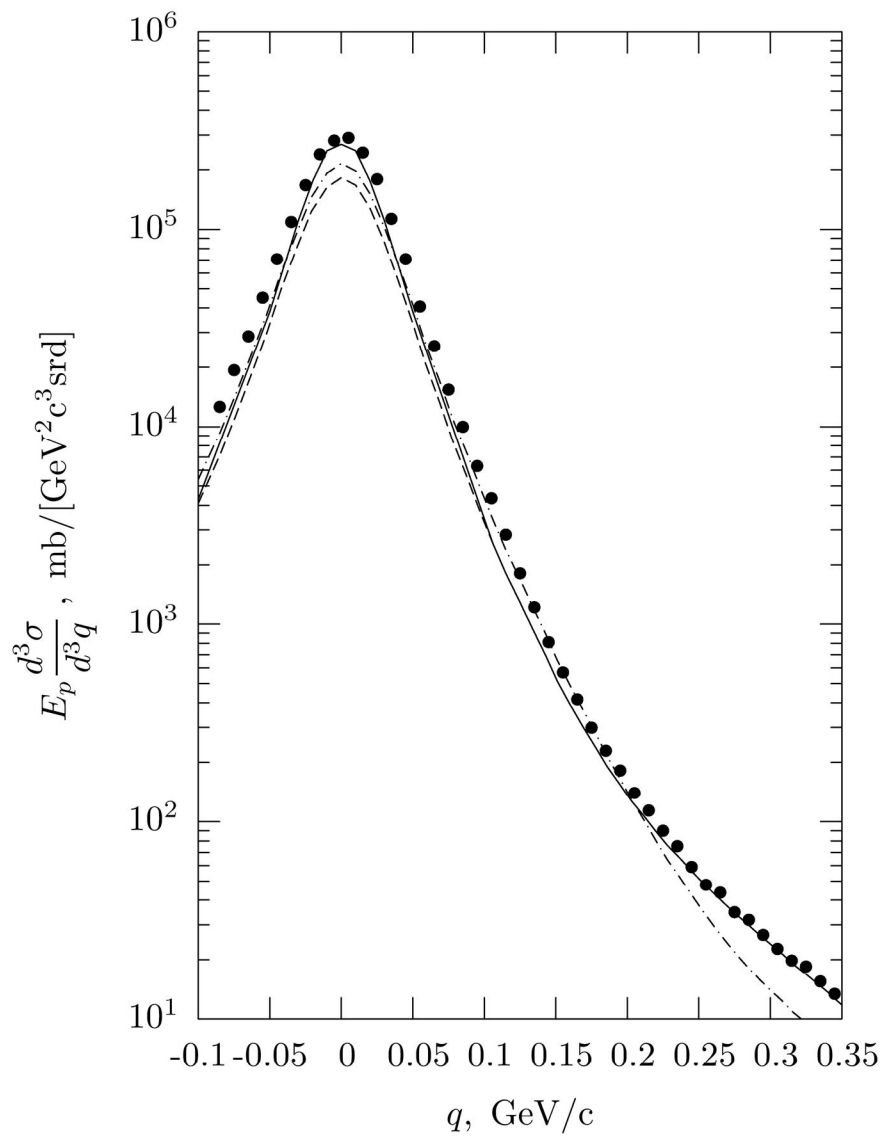


Рис. 4.10. Инвариантное сечение развала дейтрона $A(d, p)$ при нулевом угле регистрации протона с учетом кулоновского развала дейтрона

На рис. 4.10 точками обозначены экспериментальные данные из [138, 139], штрихпунктирная кривая соответствует результату расчета при квазиимпульсном приближении, пунктирная кривая отвечает результату расчета по теории многократного рассеяния с учетом принципа Паули на уровне структурных кварков, сплошная кривая показывает учёт кулоновского взаимодействия для модели [153].

Видно, что кулоновское взаимодействие существенно увеличивает дифференциальное сечение только в области максимума выхода протона, которое имеет место при импульсах протона близких половине импульса дейтрона в лабораторной системе ($p \sim p_d/2$ или $k_3 = q \sim \tilde{p} \sim 0$). В этой области кулоновское взаимодействие полностью ликвидирует расхождение между экспериментом и теоретическим расчетом.

Данный эффект резко уменьшается и становится пренебрежимо мал при $k_3 > 100$ МэВ. Поэтому он не может повлиять на область $k_3 > 200$ МэВ, где кварковые эффекты оказываются значительными.

Можно сделать следующие основные выводы по главе.

- Впервые получена оценка вклада кулоновского взаимодействия в сечение реакции $A(d, p)$ -развала дейтрона при высоких энергиях и нулевом угле вылета протона в рамках модели многократного рассеяния Глаубера – Ситенко. Расчет выполнен с волновой функцией дейтрона для реалистического потенциала Nijm–I.
- Показано, что кулоновское взаимодействие существенно влияет на дифференциальное сечение только в области максимума выхода протона, которое имеет место при импульсах протона близких половине импульса дейтрона в лабораторной системе. Найдено, что в этой области кулоновское взаимодействие полностью ликвидирует различие между экспериментом и теоретическим расчетом.
- Сделан вывод о том, что кулоновское взаимодействие оказывается несущественным в области, где проявляется кварковая структура дейтрона.

ВЫВОДЫ

Диссертация посвящена разработке новых и совершенствованию известных подходов к описанию процессов упругого и неупругого столкновения дейтронов с электронами и ядрами, происходящие с передачей дейтронам и ядрам большого импульса. В работе рассмотрены упругое рассеяние электрона на дейтрона с учетом логарифмических поправок пКХД и двухфотонной поправки, а также рассмотрен процесс неупругого рассеяния дейтрона на ядрах с учетом кулоновского взаимодействия. При этом получены следующие результаты.

- Разработана феноменологическая модель, позволяющая связать нуклон-мезонное описание упругого электрон-дейтронного рассеяния с асимптотическим степенным и логарифмическим поведением спиральных амплитуд, которое предполагается расчетами в рамках пКХД.

- На основе разработанной модели проведен одновременный анализ всех имеющихся данных по упругому электрон-дейтронному рассеянию (дифференциальные сечения и поляризационные характеристики), который позволил прийти к выводу, что в упругом электрон-дейтронном рассеянии, при квадратах переданного импульса $Q^2 \sim 3 \text{ ГэВ}^2$ начинает доминировать кварковая структура дейтрона.

- Усовершенствована модель для описания упругого электрон-дейтронного рассеяния, которая учитывает все возможные типы двухфотонных амплитуд и оценен их вклад в полную амплитуду, используя волновую функцию дейтрона для реалистического нуклон-нуклонного потенциала.

- Обнаружено, что амплитуда двухфотонного обмена существенно зависит от структуры дейтрона на малых расстояниях и главный вклад в полную амплитуду при малых углах рассеяния электрона дает амплитуда, соответствующая случаю, когда два виртуальных фотона взаимодействуют с двумя разными нуклонами в дейтроне.

- Проведена оценка вклада двухфотонного обмена в форм-факторы, структурные функции и поляризационные наблюдаемые.

- Рассчитано влияние кулоновского взаимодействия на дифференциальное сечение реакции развала релятивистского дейтрона на ядрах с вылетом протона под нулевым углом и выполнено сравнение полученных теоретических оценок и численных расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

- Показано, что кулоновское взаимодействие существенно влияет на дифференциальное сечение только в области максимума выхода протона, что имеет место при импульсах протона близких половине импульса дейтрона в лабораторной системе. Найдено, что в этой области кулоновское взаимодействие существенно улучшает согласие между экспериментом и теоретическим расчетом и оказывается несущественным в области ожидаемых эффектов проявления кварковой структуры в развале дейтрона.

- Сравнение с экспериментом подтвердило важность учета логарифмических поправок пКХД и двухфотонных поправок в упругом электрон-дейтронном рассеянии, а также учетом кулоновского взаимодействия в реакциях развала дейтрона при высоких энергиях. В рамках разработанных моделей получены предсказания для будущих экспериментов.

В завершение хочу выразить глубокую благодарность моему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Кобушкину Александру Петровичу за постоянные внимание и поддержку, многократные полезные обсуждения рассмотренных в диссертации вопросов.

Я благодарен заведующему отделом, в котором я работаю, член-корр. НАН Украины В. М. Коломийцу и сотрудникам отдела теории ядра Института ядерных исследований за постоянную помощь, поддержку и создание лучших условий для работы над диссертацией.

Отдельно хотел бы поблагодарить доктора физ.-мат. наук А.Г. Магнера, доктора физ.-мат. наук В.И.Абросимова, доктора физ.-мат. наук, проф. В.А. Плюйко, доктора физ.-мат. наук, проф. В.И. Пугача, доктора физ.-мат. наук С.Н. Федоткина, доктора физ.-мат. наук Ф.А. Иванюка, доктора физ.-мат. наук В.В. Давыдовского, канд. физ.-мат. наук Д. Борисюка и всех других участников семинаров за внимание и полезные критические замечания.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Urey H. A Hydrogen Isotope of Mass 2 / H. Urey, F. Brickwedde, G. Murphy // *Physical Review*. – 1932. – Vol. 39. – P. 164.
2. Iwanenko D. D. The neutron hypothesis / D. D. Iwanenko // *Nature*. – 1932. – Vol. 129. – P. 798.
3. Heisenberg W. Über den Bau der Atomkerne. I. / W. Heisenberg // *Z. Phys.* – 1932. – Vol. 77. – P. 1-11.
4. Heisenberg W. Über den Bau der Atomkerne. II. / W. Heisenberg // *Z. Phys.* – 1932. – Vol. 78. – P. 156-164.
5. Heisenberg W. Über den Bau der Atomkerne. III. / W. Heisenberg // *Z. Phys.* – 1933. – Vol. 80. – P. 587-596.
6. Garçon M. The deuteron structure and form factors / M. Garçon, J. W. Van Orden // *Adv. Nucl. Phys.* – 2001. – Vol. 26. – P. 293-272.
7. Gourdin M. Deuteron Electromagnetic Form Factors / M. Gourdin // *Nuovo Cimento*. – 1963. – Vol. 28. – N 3. – P. 533-546.
8. Measurement of the Tensor Polarization in Electron-Deuteron Elastic Scattering / M. E. Schulze, D. Beck, M. Farkhondeh [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1984. – Vol. 52. – P. 597-600.
9. Tensor polarization in elastic electron-deuteron scattering in the momentum transfer range $3.8 \leq Q \leq 4.6 \text{ fm}^{-1}$ / M. Garçon, M. Arvieux, J. Beck, D. H. Beise [et al.] // *Phys. Rev. C*. – 1994. – Vol. 49. – P. 2516-2537.
10. Measurement of tensor polarization in elastic electron-deuteron scattering in the momentum-transfer range $3.8 \leq q \leq 4.6 \text{ fm}^{-1}$ / I. The, J. Arvieux, D. H. Beck [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* -1991. - Vol. 67. – P. 173-176.
11. Measurement of Tensor Polarization in Elastic Electron-Deuteron Scattering at Large Momentum Transfer / D. Abbott, A. Ahmidouch, H. Anklin [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84. – P. 5053-505.
12. Measurement of Tensor Analyzing Powers for Elastic Electron Scattering from a Polarized 2H Target Internal to a Storage Ring / M. Ferro-Luzzi, M. Bouwhuis, E. Passchier [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – Vol. 77. – P. 2630-2633.
13. First measurement of the asymmetry in electron scattering by a jet target of polarized deuterium atoms / V. F. Dmitriev, D. M. Nikolenko, S. G. Popov [et al.] // *Phys. Lett.* – 1985. – Vol. 157 B. – P. 143-145.

14. Asymmetry in the reaction $d(e, d)$ at a momentum transfer of $1\text{--}1.5 \text{ fm}^{-1}$ / B. B. Voitsekhovskii, Nikolenko D. M., Ospanov K. T. [et al.] // JETP Lett. – 1986. – Vol. 43. – P. 733.
15. Measurement of tensor analyzing power in electron-deuteron elastic scattering / R. Gilman, R. J. Holt, E. R. Kinney [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol. 65. – P. 1733-1736.
16. Measurement of T20 in Elastic Electron-Deuteron Scattering / M. Bouwhuis, R. Alarcon, T. Botto [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 82. – P. 3755-3758.
17. De Forest T. Electron scattering and nuclear structure / T. de Forest, Jr., J. D. Walecka // Advances in Physics. – 1966. – Vol. 15. – P. 1–109.
18. Donnelly T. W. Electron Scattering and Nuclear Structure / T. W. Donnelly, J. D. Walecka // Annu. Rev. Nucl. Sci. – 1975. – V. 25. – P. 329-405.
19. Belyantsev I. I. On the non-relativistic approach to elastic ed-scattering and the dependence nucleon form factors / I. I. Belyantsev, V. K. Mitryushkin, P. K. Rashidov, S. V. Trubnikov // J. of Phys. G: Nucl. Phys. – 1983. – Vol. 9. – № 8. – P. 871-883.
20. Orden Van J. W. Elastic Electron Scattering from the Deuteron Using the Gross Equation / J. W. Van Orden, N. Devine, F. Gross // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 75. – P. 4369–4372.
21. Carbonell J. Deuteron electromagnetic form factors in the light-front dynamics / J. Carbonell, V. A. Karmanov // Eur. Phys. J. – 1999. – Vol. A6. – No 1. – P. 9-19.
22. Friar J. L. Relativistic effects on the wave function of a moving system / J. L. Friar // Phys. Rev. C. – 1975. – Vol. 12. – P. 695-698.
23. Mathiot J. F. Electromagnetic meson-exchange currents at the nucleon mass scale / J. F. Mathiot // Phys. Rep. – 1989. – Vol. 173. – P. 63-172.
24. Schiavilla R. Threshold electrodisintegration and electromagnetic form factors of the deuteron / R. Schiavilla, D. O. Riska // Phys. Rev. C. – 1991. – Vol. 43. – P. 437-451.
25. Allasia D. Search for a $\Delta(1236)$ – $\Delta(1236)$ structure of the deuteron / D. Allasia, C. Angelini, A. Baldini, F. Bobisut // Physics Letters B. – 1986. – Vol. 174. – P. 450-452.
26. Kobushkin A. P. Deuteron Electromagnetic Form-Factors at the Large Transferred Momentum / A. P. Kobushkin // Yad. Fiz. – 1978. – Vol. 28. – P. 495-509.
27. Yoshiki Kizukuri Deuteron elastic electromagnetic form factor in relativistic harmonic oscillator model / Yoshiki Kizukuri, Mikio Namiki, Keisuke Okano //

- Prog. Theor. Phys. – 1979. – Vol. 61. – N 2. – P. 559-568.
28. Кобушкин А. П. Проблемы релятивистской динамики кварков и кварковая структура дейтрона / А. П. Кобушкин, В. П. Шелест // ЭЧАЯ. – 1983. – Т. 14. – Вып. 5. – С. 1146-1192.
 29. Буров В. В. Многокварковые системы в ядерных процессах / В. В. Буров, В. К. Лукьянов, А. И. Титов // ЭЧАЯ. – 1984. – Т. 15. – Вып. 6. – С. 1249-1295.
 30. Неудачин В. Г. Кварковые конфигурации в легчайших ядрах / В. Г. Неудачин, И. Т. Обуховский, Ю. Ф. Смирнов // ЭЧАЯ. – 1984. – Т. 15. – Вып. 6. – С. 1165-1207
 31. Machleidt R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. C. – 2001. – Vol. 63. – P. 024001-024032.
 32. Gilman R. Electromagnetic structure of the deuteron / R. Gilman, F. Gross // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2002. – Vol. 28. – N 4. – P. R37-R116.
 33. Carbonell J. Explicitly covariant light-front dynamics and relativistic few-body systems / J. Carbonell, B. Desplanques, V. A. Karmanov, J.-F. Mathiot // Physics Reports. – 1998. – Vol. 300. – N 5. – P. 215-347.
 34. Lepage G. P. Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics / G. P. Lepage, S. J. Brodsky // Phys. Rev. D. – 1998. – Vol. 22. – P. 2157.
 35. Matveev V. A. Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons / V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze // Lett. Nuovo Cim. – 1973– Vol. 7. – N 15. – P. 719-723.
 36. Brodsky S. J. Scaling Laws at Large Transverse Momentum / S. J. Brodsky, R. F. Glennys // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 31. – P. 1153–1156.
 37. Brodsky S. J. Exclusive processes in quantum chromodynamics: Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons / S. J. Brodsky, G. P. Lepage // SLAC-PUB-2294 Workshop on Current Topics in High Energy Physics, Cal Tech., Pasadena, Calif., Feb. 13-17, 1979.
 38. Lepage G. P. Exclusive Processes in Quantum Chromodynamics: The Form Factors of Baryons at Large Momentum Transfer/ G. P. Lepage, S. J. Brodsky // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 43. – P. 545-549.
 39. Efremov A. V. Asymptotic behavior of the pion form factor in quantum chromodynamics / A. V. Efremov, A. V. Radyushkin // Theor. Math. Phys. – 1980. – V. 42. – № 2. – P. 97-110.
 40. Lepage G. P. Exclusive processes in quantum chromodynamics: Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons / G. P. Lepage, S. J. Brodsky // Phys. Lett. B 87. – 1979. – P. 359-365.

41. Lepage G. P. Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics / G. P. Lepage, S. J. Brodsky // Phys. Rev. D 22. – 1980. – P. 2157-2198.
42. Brodsky S. J. Hadronic wave functions at short distances and the operator product expansion / S. J. Brodsky, Y. Frishman, G. P. Lepage, C. Sachrajda // Phys. Lett. B. – 1980. – V. 91. – P. 239-244.
43. Muller D. Evolution of the pion distribution amplitude in next-to-leading order / D. Muller // Phys. Rev. D 51. – 1995. – P. 3855-3864 [arXiv:hep-ph/9411338].
44. Ball P. Higher twist distribution amplitudes of vector mesons in QCD: twist-4 distributions and meson mass corrections / P. Ball, V. M. Braun // Nucl. Phys. B 543. – 1999. – P. 201-238 [arXiv:hep-ph/9810475].
45. Braun V. M. Baryon distribution amplitudes in QCD / V. M. Braun, S. E. Derkachov, G. P. Korchemsky, A. N. Manashov // Nucl. Phys. B 553. – 1999. – P. 355-426 [arXiv:hep-ph/9902375].
46. Duncan A. Asymptotic behavior of composite-particle form factors and the renormalization group / A. Duncan, A. H. Mueller // Phys. Rev. D 21. – 1980. – P. 1636-1650; Peskin M. Anomalous dimensions of three-quark operators / M. Peskin // Phys. Lett. 88B. – 1979. – P. 128-132; Factorization and asymptotic behaviour of pion form factor in QCD / Efremov A. V., A. V. Radyushkin // Phys. Lett. 04B. – 1980. – P. 245-250.
47. Brodsky S. J. Deuteron Form Factor and the Short-Distance Behavior of the Nuclear Force / S. J. Brodsky, B. T. Chertok // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 37. – P. 269-272.
48. Brodsky S. J. Asymptotic form factors of hadrons and nuclei and the continuity of particle and nuclear dynamics / S. J. Brodsky, B. T. Chertok // Phys. Rev. D. – 1976. – Vol. 14. – P. 3003-3020.
49. Brodsky S. J. Universal properties of the electromagnetic interactions of spin-one systems / S. J. Brodsky, J. R. Hiller // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol. 46. – P. 2141-2149.
50. Kobushkin A. P. Deuteron Electromagnetic Form Factors in the Transitional Region Between Nucleon-Meson and Quark-Gluon Pictures / A. P. Kobushkin, A. I. Syamtomov // Phys. Atom. Nucl. – 1995. – Vol. 58. – P. 1477-1482.
51. Brodsky S. J. Quantum Chromodynamic Predictions for the Deuteron Form Factor / S. J. Brodsky, C.-R. Ji // Phys. Rev. Lett. – 1983. – Vol. 51 – P. 83-86.
52. Черняк В. Л. Асимптотика адронных форм-факторов в кварковой модели / В. Л. Черняк, А. Р. Житницкий // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – 25. – С. 544.
53. Measurements of the Deuteron Elastic Structure Function $A(Q^2)$ for $0.7 \leq Q^2 \leq$

- 6.0 (GeV/c)² at Jefferson Laboratory / L. C. Alexa, B. D. Anderson, K. A. Aniol [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82. – P. 1374-1378.
54. Kobushkin A. P. High-Q² elastic ed-scattering and QCD predictions / A. P. Kobushkin, A. I. Symtomov // *Phys. Rev. D.* – 1994. – Vol. 49. – P. 1637-1638.
 55. Phenomenology of the deuteron electromagnetic form factors / Abbott D., Ahmidouch A., Anklin H. [et al.] // *The Eur. Phys. J. A.* – 2000. – Vol. 7. – P. 421-427.
 56. Kobushkin A. P. pQCD phenomenology of elastic ed scattering / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // *Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень.* – К.: ІЯД НАНУ, 2003. – № 3 (11). – С. 49-69; [arXiv nucl-th/0112009 (Dec. 2001)].
 57. Simon A. Theory of Polarized Particles and Gamma Rays in Nuclear Reactions / A. Simon // *Phys. Rev.* – 1953. – Vol. 92. – P. 1050-1060.
 58. Simon A. Production of Polarized Particles in Nuclear Reactions / A. Simon, T. A. Welton // *Phys. Rev.* – 1953. – Vol. 90. – P. 1036-1043.
 59. Coester F. Theory of angular correlations / F. Coester, J. M. Jauch // *Helv. Phys. Asta.* – 1953. – 26. – P. 1-16.
 60. Alburger D. E. Angular correlations / D. E. Alburger, G. R. Bishop, R. J. Blin-Stoyle // *Handbuch der Phys. (book)* – 1957. – 42. – P. 362.
 61. Gerald G Ohlsen Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics//*Rep. Prog. Phys.*- 1972 .- Vol.35- P. 717-801
 62. Arenhovel H. Elastic electron deuteron scattering with consistent meson exchange and relativistic contributions of leading order / H. Arenhovel, F. Ritz, T. W. Wilbois // *Phys. Rev.* - 2000. - C61. – P. 034002 (10).
 63. Adam Jr J. Intrinsic operators for the electromagnetic nuclear current / Jr J. Adam, H. Arenhovel // *Nucl. Phys.* - 1997. - V. 614. – P. 289-336.
 64. Carbonell J. Deuteron electromagnetic form factors in the light-front dynamics / J. Carbonell, V. A. Karmanov // *Nuclear Physics A*, 2000 – Vol. 663. – P. 361-361.
 65. Krutov A. F. Asymptotic behavior of the deuteron form factors in the two-nucleon model and electron scattering experiments at GeV energies at JLab / A. F. Krutov, V. E. Troitsky, N. A. Tsirova // *Phys. Rev. C.* – 2008. – Vol. 78. – P. 044002-044010.
 66. Gari M. Isoscalar Electromagnetic Form-Factors and the Structure of the Deuteron at High Momentum Transfer. / M. Gari, H. Hyuga // *Nucl. Phys. A.* – 1976. – 264. – P. 409-444.
 67. Gari M. Mesonic Degrees of Freedom in Nuclei and Retardation Effects in Meson Exchange Currents. / M. Gari, H. Hyuga // *Nucl. Phys. A.* – 1977. – Vol.

278. – P. 372-380.
68. Jackson A. D. Pion exchange currents in elastic electron deuteron scattering / A. D. Jackson, A. Lande, D. O. Riski // *Phys. Lett. B.* – 1975. – Vol. 55. – N 1. – P. 23-27.
 69. Kobushkin A. P. Deuteron Electromagnetic Form-Factors at the Large Transferred Momentum / A. P. Kobushkin // *ITF-77-113E*, Nov 1977. – 30 p.
 70. Brodsky S. J. The Asymptotic Form-Factors of Hadrons and Nuclei and the Continuity of Particle and Nuclear Dynamics / B. T. Chertok // *Phys. Rev. D.* – 1976. – Vol. 14. – P. 3003-3020.
 71. Brodsky S. J. Factorization Property of the Deuteron / S. J. Brodsky, C.-R. Ji // *Phys. Rev. D.* – 1986. – Vol. 33. – P. 2653-2659.
 72. Electromagnetic form factors of the ρ meson in a light-front constituent quark model / F. Cardarelli, I.L. Grach, I.M. Narodetskii [et al.] // *Physics Letters B*, – 1995. – Vol. 349, Issue 4, 27 April. – P. 393–399.
 73. Carlson C. E. Relativistic QCD view of the deuteron / C. E. Carlson, J. R. Hiller, R. J. Holt // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* – 1997. – Vol. 47. – P. 395-428.
 74. Gerassimos G. Petratos / JLab measurements of the deuteron electric and magnetic form factors / Gerassimos G. Petratos // 2000. - *AIP Conf. Proc.* 549. – P. 438-444.
 75. Precise Measurement of the Deuteron Elastic Structure Function $A(Q^2)$ / D. Abbott, A. Ahmidouch, H. Anklin [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82. – P. 1379-1382.
 76. Measurement of the Tensor Analyzing Powers T_{20} and T_{21} in Elastic Electron-Deuteron Scattering / D. M. Nikolenko, H. Arenhövel, L. M. Barkov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* 90 – 2003. – P. 072501 [4 pages].
 77. Brodsky S. J. The generalized Crewther relation in QCD and its experimental consequences / S. J. Brodsky, G. T. Gabadadze, A. L. Kataev, H. J Lu // *Physics Letters B.* – Vol. 372, Issues 1–2, 4 April 1996. – P. 133–140.
 78. Measurements of the deuteron and proton magnetic form factors at large momentum transfers / P. E. Bosted, A. T. Katramatou, R. G. Arnold [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 1990. – Vol. 42. – P. 38.
 79. Lomon E. Extended Gari-Krümpelmann model fits to nucleon electromagnetic form factors / E. Lomon // *Phys. Rev. C.* – 2001. – Vol. 64. – P. 035204.
 80. Kobushkin A. P. Deuteron Electromagnetic Form Factors in the Transitional

- Region Between Nucleon-Meson and Quark-Gluon Pictures / A. P. Kobushkin, A. I. Syantomov // (BITP, Kiev) . ITF-94-30E, Jul 1994. 19pp. /Yad. Fiz . – 1995. – Vol. 58. – N 9. – P. 1565-1571.
81. Arenhövel H. Elastic electron deuteron scattering with consistent meson exchange and relativistic contributions of leading order / H. Arenhövel, F. Ritz, T. Wilbois // Phys. Rev. C 61. – 2000. – P. 034002 [10 pages].
 82. Grach I. L. Electromagnetic form factor of the deuteron in relativistic dynamics. The two-nucleon and the six-quark components / I. L. Grach, L. A. Kondratyuk // Sov. J .Nucl. Phys. –1984. – Vol. 39. – P. 198.
 83. Karmanov V. A. Electromagnetic form factors in the light-front dynamics / V. A. Karmanov, A. V. Smirnov // Nucl. Phys. A. – 1992. – Vol. 546. – P. 691.
 84. Karmanov V.A. On ambiguities of the spin-1 electromagnetic form factors in light-front dynamics / V. A. Karmanov // Nucl. Phys. A. – 1996. – Vol. 608. – P. 316.
 85. Chung P. L. Hamiltonian light-front dynamics of elastic electron-deuteron scattering / P. L. Chung, F. Coester, B. D. Keister, W. N. Polyzou // Phys. Rev. C. – 1988. – Vol. 37. – P. 2000.
 86. Vainshtein A. I. Remarks on the electromagnetic form factors of hadrons in the quark model / A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov // Phys. Lett. B. – 1978. – Vol. 72. – P. 368.
 87. Carlson C. Distinctive Signatures for Quantum Chromodynamics in Nuclear Physics / C. Carlson, F. Gross // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53. – P. 127.
 88. Jun Cao. Light-cone QCD predictions for elastic ed scattering in the intermediate energy region / Jun Cao, Hui-fang Wu // Phys. Rev. C 55. – 1997. – P. 2191–2195.
 89. Wu Hui-fang. A Phenomenological Expression for Deuteron Electromagnetic Form Factors Based on Perturbative QCD Predictions / Wu Hui-fang, Cao Jun, Huang Tao // Commun. Theor. Phys. 34. – 2000. – P. 663-668.
 90. Brodsky S. J., Hiller J. Reduced nuclear amplitudes in quantum chromodynamics / Phys. Rev. C 28, 475–482 (1983)
 91. Farrar G. R. Deuteron Form Factor/ G. R. Farrar, Khadra Huleihel, Huayi Zhang // Phys. Rev. Lett. 74. – 1995. – P. 650–653.
 92. Arnold R. G. Measurement of the Electron-Deuteron Elastic-Scattering Cross Section in the Range $0.8 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2$ / R. G. Arnold, B. T. Chertok, E. B. Dally [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1975. – Vol. 35. – P. 776.
 93. Benaksas D. Deuteron Electromagnetic Form Factors for $3 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 6 \text{ fm}^{-2}$ / D. Benaksas, D. Drickey, D. Frèrejacque // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 148. – P. 1327.

94. Buchanan C. D. Elastic Electron-Deuteron Scattering and Possible Meson-Exchange Effects / C.D.Buchanan, R.Yearian // Phys. Rev. Lett. – 1965. – Vol. 15. – P. 303.
95. Measurement of the magnetic formfactor of the deuteron for $Q^2=0.5$ to 1.3 (GeV/c)² by a coincidence experiment / Cramer R., Renkhoff M., Drees J. [et al.] // Z. Phys. C. – 1985. – Vol. 29. – P. 513.
96. Drickey D. J. Precise Neutron and Proton Form Factors at Low Momentum Transfers / D. J. Drickey, L. N. Hand // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9. – P. 521.
97. Measurements of Elastic Electron-Deuteron Scattering at High Momentum Transfers / J. E. Elias, J. I. Friedman, G. C. Hartmann [et al.] // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 177. – P. 2075.
98. Galster S. Elastic electron-deuteron scattering and the electric neutron form factor at four-momentum transfers $5 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 14 \text{ fm}^{-2}$ / S. Galster, H. Klein, J. Moritz // Nucl. Phys. B. – 1971. – Vol. 32. – P. 221.
99. Deuteron $A(Q^2)$ structure function and the neutron electric form factor / S. Platchkov, A. Amroun, S. Auffret [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1990. – Vol. 510. – P. 740.
100. Evidence for Nonnucleonic Effects in the Threshold Electrodisintegration of the Deuteron at High Momentum Transfer / S. Auffret, J.-M. Cavedon, J.-C. Clemens [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1985. – Vol. 54. – P. 649.
101. Simon G. G. Elastic electric and magnetic e-d scattering at low momentum transfer / G. G. Simon, Ch. Schmitt, V. H. Walther // Nucl. Phys. A 364, 285 (1981).
102. Sekiguchi K. Complete Set of Deuteron Analyzing Powers for Deuteron-Proton Elastic Scattering at 250 MeV/nucleon and Three-Nucleon Forces / K. Sekiguchi [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. 312. – 2011. – P. 082038 (8).
103. Dong Y. B. Two-photon exchange corrections to the polarization P_y of the deuteron / Y. B. Dong // Phys. Rev. C 82. – 2010. – P. 068202 (4).
104. Dong Y. B. Phenomenological Lagrangian approach to the electromagnetic deuteron form factors / Y. B. Dong, A. Faessler, T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij // Phys. Rev. C 78. – 2008. – P. 035205 (9).
105. Elastic electron deuteron scattering on a tensor polarized solid ND₃ target / B. Boden, V. Burkert, G. Knop [et al.] // Zeitschrift fur physic C. – 1990. – Vol. 49. – N 2. P. 175-185.
106. Precise Measurement of Deuteron Tensor Analyzing Powers with BLAST / C. Zhang, M. Kohl, T. Akdogan [et al.] // Phys. Rev. Lett. - 2011. - Vol. 107,

№25. – P. 252501 (5).

107. The Madison Convention. Proceedings of the 3rd International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Madison, 1970, edited by H. H. Berschall, W. Haeberli (University of Wisconsin Press, Madison, 1971). – P. XXV.
108. Asymmetry in the reaction $d(e, d')$ at a momentum transfer of $1\text{--}1.5 \text{ fm}^{-1}$ / B. B. Voitsekhovskii, D. M. Nikolenko, K. T. Ospanov [et al.] // JETP Lett. – 1986. – Vol. 43. – P. 733-736.
109. Elastic scattering of electrons by deuterons at squared momentum transfer $0.36\text{--}0.9 \text{ Fm}^{-2}$ / Yu. K. Akimov, A. N. Arvanov, G. V. Badalyan [et al.] // Yad. Fiz. – 1979. – Vol. 29. – P. 335-339.
110. Ji C.-R. Quantum-chromodynamic evolution of six-quark states / C.-R. Ji, S. J. Brodsky // Phys. Rev. D. – 1986. – Vol. 34. – N5. – P. 1460-1473.
111. Brodsky S. J. Factorization property of the deuteron / S. J. Brodsky, C.-R. Ji // Phys. Rev. D. – 1986. – Vol. 33. – N9. – P. 2653-2659.
112. Ivanov A. N. On the relativistic field theory model of the deuteron / A. N. Ivanov, N. I roitskaya, M. Faber, H. Oberhummer // Phys. Lett. B 361. – 1995. – P. 74-80; Z. Phys. A 358, 81 (1997); Nucl.Phys. A 617, 414 (1997).
113. G_{Ep}/G_{Mp} Ratio by Polarization Transfer in $ep \rightarrow e'p'$ / M. K. Jones, K. A. Aniol, F. T. Baker [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – P. 1398–1402.
114. Measurement of G_{Ep}/G_{Mp} in $e'p \rightarrow ep'$ to $Q^2 = 5.6 \text{ GeV}^2$ / O. Gayou, K. A. Aniol, T. Averett [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88. – P. 092301-092307
115. Proton elastic form factor ratios to $Q^2 = 3.5 \text{ GeV}^2$ by polarization transfer / V. Punjabi, C. F. Perdrisat, K. A. Aniol [et al.] // Phys. Rev. C. – 2005. – Vol. 71, – P. 055202-055228; Phys. Rev. C. – 2005. – Vol. 71. – P. 069902(E) [1 pages]
116. Guichon P. A. M. How to Reconcile the Rosenbluth and the Polarization Transfer Methods in the Measurement of the Proton Form Factors / P. A. M. Guichon, M. Vanderhaeghen // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 142303-142306.
117. Blunden P. G. Two-Photon Exchange and Elastic Electron-Proton Scattering / P. G. Blunden, W. Melnitchouk, J. A. Tjon // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 142304-142307.
118. Borisjuk D. Box diagram in the elastic electron-proton scattering / D. Borisjuk, A. Kobushkin // Phys. Rev. C. – 2006. – Vol. 74 – P. 065203(R)-065211(R).

119. Borisyuk D. Phenomenological analysis of two-photon exchange effects in proton form factor measurements / D. Borisyuk, A. Kobushkin // *Phys. Rev. C.* – 2007. – Vol. 76. – P. 022201(R)- 022203(R).
120. Blunden P. G. Two-photon exchange in elastic electron-nucleon scattering / P. G. Blunden, W. Melnitchouk, J. A. Tjon // *Phys. Rev. C.* – 2005. – Vol. 72. – P. 034612 (13).
121. Gunion J. Two-Photon Exchange in Electron-Deuteron Scattering / J. Gunion, L. Stodolsky // *Phys. Rev. Lett.* – 1973. – Vol. 30. – P. 345–348.
122. Franco V. Electron-Deuteron Scattering and Two-Photon Exchange / V. Franco // *Phys. Rev. D.* – 1973. – Vol. 8. – P. 826–828.
123. Boitsov V. N. Two-photon exchange in scattering of high energy electrons at large angles by light nuclei / V. N. Boitsov, L. A. Kondratyuk, V. B. Kopeliovich // *Yad. Fiz.* 16. – 1972. – P. 515-523; *Sov. J. Nucl. Phys.* 16. – 1973. – P.287-295.
124. Gakh G. I. Radiative corrections to polarization observables in elastic electron-deuteron scattering inleptonic variables / G. I. Gakh, M. I. Konchatnij, N. P. Merenkov //- 2012 - arXiv:1202.2225v2 [hep-ph].
125. Kobushkin A.P. Two-photon exchange in electron-deuteron scattering / A.P. Kobushkin, Ya.D. Krivenko-Emetov //Щорічник ІЯД НАНУ, 2010 (Annual report KINR - 2010) К.: ІЯД НАНУ, 2011, - P.29.
126. Lev F. M. /Two-photon exchange in ed scattering at high momentum transfer / F. M. Lev // *Yad. Fiz.* 21, №1. – 1975. – P. 89-100.
127. Dong Y. B. Two-photon exchange effect on deuteron electromagnetic form factors / Y. B. Dong, D. Y. Chen // *Phys. Lett. B.* – 2009. – Vol. 675 – P. 426-432.
128. Dong Y. B. Observables in elastic electron-deuteron scattering with two-photon exchange / Y. B. Dong, C. W. Kao, S. N. Yang, Y. C. Chen // *Phys. Rev. C.* – 2006. – Vol. 74 – P. 064006-064012.
129. Gakh G. I. Model independent analysis of polarization effects in elastic electron–deuteron scattering in presence of two-photon exchange / G. I. Gakh, E. Tomasi-Gustaffson // *Nuclear Physics A.* – 2008. – Vol. 799. – P. 127-150.
130. Arrington J. Global analysis of proton elastic form factor data with two-photon exchange corrections / J. Arrington, W. Melnitchouk, J. A. Tjon // *Phys. Rev. C* 76. – 2007. – P. 035205 (11).
131. Arrington J. / Review of two-photon exchange in electron scattering / J. Arrington, P. G. Blunden, W. Melnitchouk // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* – 2011. – Vol. 66. – № 4. – P. 782-833.

132. Parameterization of the deuteron wave function of the Paris NN potential / M. Lacombe, B. Loiseau, R. Vinh Mau [et al.] // Phys. Lett. B. – 1981. – Vol. 101. – P. 139-140.
133. Kolybasov V. M. Elastic pd-scattering at high energies/ V. M. Kolybasov, N. Y. Smorodinskaya // Phys. Lett. B. – 1971. – Vol. 37. – P. 272-274.
134. [<http://nn-online.org/NN/?page=deuteronwavefunctions-table>].
135. Perdrisat C. F. Nucleon electromagnetic form factors / C. F. Perdrisat, V. Punjabi, M. Vanderhaeghen // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2007. – Vol. 59. – P. 694-764.
136. Gastler S. Elastic electron-deuteron scattering and the electric neutron form factor at four-momentum transfers $5 \text{ fm}^{-2} < q^2 < 14 \text{ fm}^{-2}$ / S. Galster, H. Klein, J. Moritz K. H. Schmidt, D. Wegener [et al.] // Nucl. Phys. B. – 1971. – Vol. 32. – P. 221-237.
137. Measurements of the electric and magnetic form factors of the neutron from $Q^2=1.75$ to 4.00 (GeV/c)^2 // A. Lung, L. M. Stuart, P. E. Bosted [et al.] // Phys. Rev. Lett. 70. – 1993. – P. 718–721.
138. A study of the proton momentum spectrum from deuteron fragmentation at 8.9 GeV/c and an estimate of admixture parameters for the six-quark state in the deuteron / V. G. Ableev, Da. Abdushukurov, S. A. Avramenko [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1983. – Vol. 393. – P. 491-501; *ibid* – 1984. – A 411-501. – P. 591 (E); Pis'ma v ZhETF – 1983. – 37. – P. 196-198; JINR Rap. Comm. – 1992. – 1 [54]. – P. 10.
139. Momentum distribution of protons and deuterons from He^3 fragmentation by carbon at 10.78 GeV/c and zero angles / V. G. Ableev, D. V. Anchishkin, Kh. Dimitrov, S. A. Zaporozhets [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 1987 – Vol. 45, p. 596-599; Proceedings of VIII International Seminar in High Energy Problems (Dubna, June 1986). – 1986. – D1, 2-86-668. – P. 341-349.
140. Cross section and T_{20} in 0° deuteron break-up at 2.1 GeV / C. F. Perdrisat, V. Punjabi, C. Lyndon [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 59. – P. 2840-2843.
141. Measurement of the tensor analyzing power of the reaction $^{12}\text{C}(d, p)$ with zero-angle proton emission at a deuteron momentum of 9.1 GeV/c / V. G. Ableev, L. Vizireva, V. I. Volkov, [et al.] // Pis'ma v ZhETF – 1988. – Vol. 47. – P. 558-561.
142. Deuteron breakup at 2.1 and 1.25 GeV / V. Punjabi, C. F. Perdrisat, P. Ulmer

- [et al.] // Phys. Rev. C. – 1989. – Vol. 39. – P. 608-618.
143. Proton and triton momentum distributions from ^4He fragmentation at relativistic energies / V. G. Ableev, S. V. Dshemuchadse, C. Dimitrov [et al.] // JINR Rap. Comm. – 1990. – 4[43]-90. – P. 5.; Few-Body Systems. -1991– Vol. 8. – P.137-144.
 144. Measurement of polarization transfer and the tensor analyzing power in polarized deuteron break-up with deuteron moment up to 9 GeV/c / A. A. Nomofilov, V. V. Perelygin, V. F. Peresedov [et al.] // Phys. Lett. B. – 1994. – Vol. 325. – P. 327-332.
 145. Measurement of the Tensor Analyzing Power T_{20} for $d\uparrow + ^{12}\text{C} \rightarrow p(0^\circ) + X$ in the Region of High Internal Momenta in the Deuteron / T. Aono, E. V. Chernykh, T. Dzikowski [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 4997-5000.
 146. Measurement of the tensor analyzing power T_{20} in inclusive deuteron break-up at 9 GeV/c on hydrogen and carbon/ L. S. Azhgirey, S. V. Afanasyev, E. V. Chernykh, A. P. Kobushkin [et al.] // Phys. Lett. B – 1996. – Vol. 387. – P. 37-42.
 147. Polarization Transfer Coefficient Measurements in the Deuteron Breakup Reaction Hydrogen-1 (Polarized Deuteron, Polarized Proton) x at 2.1 GeV / N. E. Cheung [et al.] // Phys. Lett. B. – 1992. – Vol. 284. – P. 210-214.
 148. Polarization transfer in deuteron break-up at 0° measuring with "anomalon" polarimeter in JINR synchrophasotron / T. Dzikowski [et al.] // Proceedings of International Seminar in Workshop 'Dubna 97', JINR. – 1992. – E2-92-25. – P. 181.
 149. The measurements of the polarization transfer coefficient in the (d, p) reaction at a fixed proton momentum 4.5 GeV/c and a deuteron momentum range of 6.0–9.0 GeV/c / B. Kuehn, V. P. Ladygin, P. K. Manyakov [et al.] // Physics Letters B. – 1994. – Vol. 334. – P. 298-303; // Phys. Lett. – 1994. – B 334. – P. 298; L. S. Azhgirey [et al.] // JINR Rap. Comm. – 3[77]-96. – P. 23; B. Kuehn, V. P. Ladygin, P. K. Manyakov, N. M. Piskunov, I. M. Sitnik, E. A. Stokovsky, L. Penchev, A. P. Kobushkin.
 150. Elastic proton-deuteron backward scattering at energies from 0.6 to 2.7 GeV / P. Berthet, R. Frascaria, M. P. Combes [et al.] // J. Phys. G:Nucl. Phys. – 1982 – Vol. 8. – P. L111-L116.
 151. Tensor analyzing powers in the reactions $p(d,p)d$ and $p(d,p)pn$ at zero angle for incident-deuteron momenta between 3.5 and 6.5 GeV/c / L. S. Azhgirey, E. V. Chernykh, A. P. Kobushkin [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 1998. – Vol.

61. – P. 432-447 [Yad. Fiz. – 1998. – Vol. 61. – P. 494-510]; Phys. Lett. – 1997. – B 391. – P. 22-28.
152. Measurement of polarization transfer κ_0 and tensor analyzing power T_{20} in the backward elastic dp scattering / V. Punjabi, R. Abegg, S. Belostotsky [et al.] // Phys. Lett. B. – 1995. – Vol. 350. – N 2 – P. 178-183.
153. Kobushkin A. P. Polarization observables in $A(d,p)$ breakup and quark degrees of freedom in the deuteron / A. P. Kobushkin // Phys. Lett. – 1998 – B 421. – P. 53-58;
Phys. Atom. Nucl. – 1999. – 62. – P. 1400-1146 [Yad. Fiz. – 1999. – 62. – P. 1213-1219]; Proceedings of the RCNP-TMU Symposium “Spins in Nuclear and Hadronic Reactions”, ed. by H. Yabu, T. Suzuki, H. Toki (Word Sci., Singapore, 2000) – P. 223.
154. Glozman L. Ya. Quark-exchange effects in deuteron breakup at intermediate energies / L. Ya. Glozman, A. P. Kobushkin, A. I. Syamtomov // Phys. Atom. Nucl. – 1996. – Vol. 59. – P. 795-803 [Yad. Fiz. – 1996. – 59. – P. 833-841].
155. Glozman L. Ya. Baryon-baryon components in the deuteron as quark-exchange currents / L. Ya. Glozman, E. I. Kuchina // Phys. Rev. – 1994. – C 49. – P. 1149-1165.
156. Akhiezer A. I. Diffractive Scattering of Fast Deuterons by Nuclei / A. I. Akhiezer, A. G. Sitenko // Phys. Rev. – 1957. – Vol. 106. – P. 1236-1246.
157. Evlanov M. V. On the dependence of the differential cross-sections of deuteron break-up by atomic nuclei on the np potential / M. V. Evlanov, A. D. Polozov, B. G. Struzhko // Ukr. P. J. – 1980. – Vol. 25. – P. 813-819.
158. Glauber R. J. High-energy scattering of protons by nuclei / R. J. Glauber, G. Matthiae // Nucl. Phys. – 1970. – B21. – P. 135-157.
159. Bertocchi L. Fermi-motion effects in neutron stripping cross-section from relativistic deuteron-nucleus collisions / L. Bertocchi, A. T'ekou // Nuovo Cim. A. – 1974. – Vol. 21. – N 2. – P. 223-235.
160. Bertocchi L. Proton stripping and pion production in relativistic deuteron-nucleus collisions / L. Bertocchi, D. Treleani // Nuovo Cim. A. – 1976. – Vol. 36. – P. 1-22.
161. Frankfurt L. L. Effect of short-range pair correlations in high-energy production of cumulative nucleons / L. L. Frankfurt, M. I. Strikman // Yad. Fiz. – 1979. – Vol. 29. – P. 246-255; On the role of short-range nucleus structure in fast backward particle production in high-energy processes // Physics Letters B. – Vol. 83, Issues 3-4, 21 May 1979, – P. 407-412; Relativistic description of the

- deuteron: Elastic and inelastic form factors in the region cinematically forbidden for scattering on a free nucleon etc // Nuclear Physics B/ – Vol. 148, Issues 1-2, 12 February-19 February 1979, P. 107-140; Стрикманн М. И. Рассеяние частиц высокой энергии как метод исследования малонуклонных корреляций в дейтроне и ядрах / М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт // ЭЧАЯ – 1980. – Т.11. – Вып.3. – С. 571-629.
162. Kobushkin A. P. Relativistic polarised deuteron fragmentation into protons as a test of the six-quark nature of the deuteron at small distances / A. P. Kobushkin, L. Vizireva // J. Phys. G: Nucl. Phys. – 1982. – Vol. 8. – P. 893.
 163. Oka M. Short Range Part of Baryon-Baryon Interaction in a Quark Model / M. Oka, K. Yazaki // Prog. Theor. Phys. – 1981. – Vol. 66. – P. 556.
 164. Stoks W. G. Construction of high-quality NN potential models / W. G. Stoks, R. A. M. Klomp, C. F. P. Terheggen, J. J. de Swart // Phys. Rev. C. – 1994. – Vol. 49. – P. 2950–2962.
 165. Kobushkin A. P. Effect of the Coulomb Interaction in A(d, p) Fragmentation / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Ukrainian Journal of Physics. – 2008. – Vol. 53. – N 8. – P. 751-756.; [arXiv:0712.1151v1 [nucl-th](December 2007)].
 166. Momentum distribution of nucleons in the deuteron from the d(e, e'p)n reaction / M. Bernheim, A. Bussière, J. Mougey [et al.] // Nuclear Physics A, Vol. 365, Issue 3, 3 August 1981. – P. 349-370.
 167. Exclusive deuteron electrodisintegration at high neutron recoil momentum / S. Turck-Chieze, P. Barreau, M. Bernheim [et al.] // Physics Letters B. – Vol. 142, Issue 3, 19 July 1984. – P. 145-148.
 168. Measurement of Elastic Electron-Neutron Cross Sections up to $Q^2=10$ (GeV/c)² / S. Rock, R. G. Arnold, P. Bosted [et al.] // Phys. Rev. Lett. 49. – 1982. – P. 1139–1142.
 169. Dirac P. A. M. Forms of Relativistic Dynamics / P. A. M. Dirac // Rev. Mod. Phys. 21. – 1949. – P. 392–399.
 170. Weinberg Steven / Dynamics at Infinite Momentum / Steven Weinberg // Phys. Rev. 150. – 1966. – P. 1313–1318.
 171. Kobushkin A. P. Elastic proton-deuteron backward scattering in the one-nucleon-exchange approximation / A. P Kobushkin // J. Phys. G: Nucl. Phys. – 1986. – Vol. 12. – P. 487-490.
 172. Brodsky S. J. / Scaling laws for large-momentum-transfer processes / S. J. Brodsky, Glennys R. Farrar / Phys. Rev. D 11, 1309–1330 (1975)

173. Kobushkin A. P. Elastic electron-deuteron scattering beyond one-photon exchange / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička // Phys. Rev. C. -2010- Vol. 81. - P. 054001 (12); [arXiv:0907.0119v2 [nucl-th](Jule 2009)].
174. Kobushkin A. P. Electron-deuteron elastic scattering beyond one photon exchange / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики “НРАЕ – Київ, 2006”: I Міжнар. конференція, 29 травня-3 червня 2006 р.: тези доп. – К.: ІЯД НАНУ, 2006. – С. 114.
175. Kobushkin A. P. Elastic electron-deuteron scattering beyond one photon exchange / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика: XVIII Международный Балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий, 25-30 сентября 2006 г.: тез. докл. – Дубна: ОИЯИ, 2006. – С.42.
176. Kobushkin A. P. The elastic electron-deuteron scattering beyond one photon exchange / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики “НРАЕ – Київ, 2010”: III Міжнар. конференція, 07 – 12 червня 2010 р.: тези доп.: – К.: ІЯД НАНУ, 2010. – С. 166.
177. Kobushkin A. P. Two-photon exchange in electron-deuteron scattering / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика: XX Межд. Балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий, 4-9 октябрь 2010 г.: тезисы докл. – Дубна: ОИЯИ, 2010. – С.47.
178. Kobushkin A. P. Two-photon exchange and elastic scattering of longitudinally polarized electrons on polarized deuterons / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička [et al.] // Phys. Rev. - 2011. – С 84. - P. 054007 (6).
179. Kobushkin A. P. Two-photon exchange in electron-deuteron elastic scattering/ A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics: Proc. of the XX Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Russia, October 4-9, 2010 / Ed.: S. G. Bondarenko, V. V. Burov, A. I. Malakhov, E. B. Plekhanov. Dubna: JINR, 2011. – Vol. 1. – P. 21-33.
180. Kobushkin A. P. Effect of the Coulomb Interaction in A(d, p) Fragmentation / A. P. Kobushkin, Ya. D. Krivenko-Emetov // Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики “НРАЕ – Київ, 2008”: II Міжнар. конференція, 9 -15 червня 2008 р.: тези доп. – К.: ІЯД НАНУ, 2008. – С. 18.

Приложение А

Лептонный электромагнитный ток

Вычислим компоненты электромагнитного тока $j^\mu = \bar{u}_{h'}(k')\gamma^\mu u_h(k)$ в системе Брейта, где h и h' – знаки спиральности начального и конечного электрона. Тогда

$$\hat{k}\vec{\sigma}u_h(k) = hu_h(k), \quad \hat{k}'\vec{\sigma}u_{h'}(k') = h'u_{h'}(k'),$$

$$\hat{k} = \vec{k}/E_e, \quad \hat{k}' = \vec{k}'/E_e.$$

Используя данные выражения и явный вид нулевой компоненты матрицы Дирака, получим нулевую компоненту тока

$$\begin{aligned} j^0 &= \bar{u}_h(k')\gamma^0 u_h(k) = E_e \chi_{h'}'^\dagger (1, -h') \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ h \end{pmatrix} \chi_h = E_e \chi_{h'}'^\dagger (1 - h'h) \chi_h = \\ &= 2E_e \delta_{hh'} \chi_{h'}'^\dagger \chi_h. \end{aligned}$$

Аналогично получим все остальные компоненты

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \bar{u}_h(k')\vec{\gamma} u_h(k) = E_e \chi_{h'}'^\dagger (1, -h') \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ h \end{pmatrix} \chi_h = E_e \chi_{h'}'^\dagger (h + h') \vec{\sigma} \chi_h = \\ &= 2hE_e \delta_{hh'} \chi_{h'}'^\dagger \vec{\sigma} \chi_h. \end{aligned}$$

Паулиевские спиноры χ_h и $\chi_{h'}$ получаются из спиноров $\tilde{\chi}_h$ путем поворота последних на угол θ вокруг оси y (см. рис. 3.3)

$$\chi_h = e^{-i\frac{\pi-\theta}{4}\sigma_2} \tilde{\chi}_h = \sqrt{\frac{1}{2}} \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) + \sin \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) \right] \tilde{\chi}_h,$$

$$\chi_{h'}' = e^{-i\frac{\pi+\theta}{4}\sigma_2} \tilde{\chi}_h = \sqrt{\frac{1}{2}} \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) - \sin \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) \right] \tilde{\chi}_h,$$

где $\sigma_3 \tilde{\chi}_h = h \tilde{\chi}_h$,

$$\chi_{h'}'^\dagger \chi_h = \tilde{\chi}_{h'}'^\dagger e^{i\frac{\theta}{2}} \tilde{\chi}_h = \tilde{\chi}_{h'}'^\dagger \left(\cos \frac{\theta}{2} + i \sin \frac{\theta}{2} \sigma_2 \right) \tilde{\chi}_h = \cos \frac{\theta}{2},$$

$$\begin{aligned} & \chi_{h'}'^{\dagger} \sigma_1 \chi_h = \\ & = \frac{1}{2} \tilde{\chi}_{h'}^{\dagger} \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) - \sin \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) \right] \sigma_1 \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) - \sin \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) \right] \tilde{\chi}_h = h, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \chi_{h'}'^{\dagger} \sigma_2 \chi_h = \\ & = \frac{1}{2} \tilde{\chi}_{h'}^{\dagger} \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) - \sin \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) \right] \sigma_2 \left[\cos \frac{\theta}{4} (1 - i\sigma_2) - \sin \frac{\theta}{4} (1 + i\sigma_2) \right] \tilde{\chi}_h = \\ & = i \sin \frac{\theta}{2}, \end{aligned}$$

$$\chi_{h'}'^{\dagger} \sigma_3 \chi_h = 0.$$

Таким образом, электромагнитный ток в системе Брейта принимает вид:

$$j_0 = 2E_e \cos \frac{\theta}{2}, \quad j_1 = -2E_e, \quad j_2 = -2ihE_e \sin \frac{\theta}{2}, \quad j_3 = 0.$$

Приложение Б

Общие соотношения для амплитуды в системе Брейта

Из инвариантности амплитуды рассеяния относительно преобразований Лоренца и инверсий пространства и времени следует, что амплитуда упругого рассеивания частицы со спином $1/2$ (электрон) на частице со спином 1 (дейтрон) имеет девять инвариантных амплитуд (форм-факторов). Для ультрарелятивистских электронов массой последних можно пренебречь и спиральность электрона сохраняется. В этом случае, число форм-факторов сокращаются до шести, а амплитуда имеет следующую структуру [128, 129]

$$M = -\frac{4\pi\alpha}{q^2} j^\mu J_\mu = \frac{16\pi\alpha}{Q^2} E_e E_d T_{\lambda\lambda', h}, \quad (\text{Б.1})$$

где j^μ – электромагнитный ток и J_μ – дейтронный эффективный ток

$$\begin{aligned} J_\mu = & -\left\{ G_1 (\varepsilon'^* \varepsilon) (d + d')_\mu + \right. \\ & + G_2 [(\varepsilon'^* q) \varepsilon_\mu - \varepsilon'_\mu (\varepsilon q)] - G_3 \frac{(\varepsilon'^* q)(\varepsilon q)}{2M^2} (d + d')_\mu + \\ & + G_4 \frac{(\varepsilon'^* K)(\varepsilon K)}{2M^2} (d + d')_\mu + G_5 [(\varepsilon'^* K) \varepsilon_\mu - \varepsilon'_\mu (\varepsilon K)] + \\ & \left. + G_6 \frac{(\varepsilon'^* K)(\varepsilon q) - (\varepsilon'^* q)(\varepsilon K)}{2M^2} (d + d')_\mu \right\}. \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

Здесь $K = k + k'$, а форм-факторы $G_1, \dots, G_6$ являются комплексными функциями двух переменных, например, Q^2 и θ .

В системе Брейта легко получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{(\pm)} q = \varepsilon'_{(\pm)} q = 0, \quad \varepsilon_{(0)} q = \varepsilon'_{(0)} q = -\frac{E_d Q}{M}, \\ \varepsilon'^*_{(\pm)} \varepsilon_{(\pm)} = -1, \quad \varepsilon'^*_{(\mp)} \varepsilon_{(\pm)} = 0, \quad \varepsilon_{(\pm)} \varepsilon_{(0)} = \varepsilon_{(\pm)} \varepsilon'_{(0)} = 0, \\ \varepsilon'^*_{(0)} \varepsilon_{(0)} = -\left(1 + \frac{Q^2}{2M^2}\right), \end{aligned} \quad (\text{Б.3})$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{(\pm)}K &= \varepsilon'_{(\pm)}K = \pm\sqrt{2}E_e\cos\frac{\theta}{2}, \quad \varepsilon_{(0)}K = \varepsilon'_{(0)}K = -\frac{E_eQ}{M}, \\
\varepsilon_{(0)}j &= -\frac{E_eQ}{M}\cos\frac{\theta}{2}, \quad \varepsilon_{(0)}j' = \frac{E_eQ}{M}\cos\frac{\theta}{2}, \\
\varepsilon_{(\pm)}j &= \sqrt{2E_e}\left(\pm 1 - h\sin\frac{\theta}{2}\right), \quad \varepsilon_{(\pm)}j' = \sqrt{2E_e}\left(\pm 1 + h\sin\frac{\theta}{2}\right), \\
(d + d')j &= 4E_eE_d\cos\frac{\theta}{2}.
\end{aligned} \tag{Б.4}$$

Из соотношений (Б.1) – (Б.4) следует

$$\begin{aligned}
T_{11,h} &= T_{-1-1,h} = \left[G_1 - \left(\frac{E_e}{M} \right)^2 \cos^2\frac{\theta}{2} G_4 - \frac{E_e}{E_d} G_5 \right] \cos\frac{\theta}{2}, \\
T_{00,h} &= \left[(1 + 2\eta)G_1 - 2\eta G_2 + 2(1 + \eta)\eta G_3 - 2\left(\frac{E_e}{M} \right)^2 \eta G_4 - 4\frac{E_eE_d}{M^2} G_6 \right] \cos\frac{\theta}{2}, \\
T_{10,h} &= -T_{01,-h} = T_{0-1,h} = -T_{-10,-h} = \\
&= \sqrt{2} \frac{Q}{4E_dM} \left[2\frac{E_dE_e^2}{M^2} \cos^2\frac{\theta}{2} G_4 - E_d G_2 + E_e \left(1 + \cos\frac{\theta}{2} \right) G_5 - \right. \\
&\quad \left. - 2\left(\frac{E_d}{M} \right)^2 E_e \cos\frac{\theta}{2} G_6 + h\sin\frac{\theta}{2} (-E_d G_2 + E_e G_5) \right], \\
T_{1-1,h} &= T_{-11,-h} = \frac{E_e}{E_d} \cos\frac{\theta}{2} \left[\frac{E_eE_d}{M^2} \cos\frac{\theta}{2} G_4 + \left(1 + h\sin\frac{\theta}{2} \right) G_5 \right].
\end{aligned} \tag{Б.5}$$

В борновском приближении форм-факторы G_4 , G_5 и G_6 обращаются в нуль, а форм-факторы G_1 , G_2 и G_3 становятся действительными функциями $G_1^{(0)}$, $G_2^{(0)}$ и $G_3^{(0)}$ одной переменной Q^2

$$\begin{aligned}
G_1(Q^2, \theta) &= G_1^{(0)}(Q^2) + O(\alpha), \quad G_2(Q^2, \theta) = G_2^{(0)}(Q^2) + O(\alpha), \\
G_3(Q^2, \theta) &= G_3^{(0)}(Q^2) + O(\alpha), \quad G_4(Q^2, \theta) \sim G_5(Q^2, \theta) \sim G_6(Q^2, \theta) \sim O(\alpha).
\end{aligned} \tag{Б.6}$$

Обычно вместо форм-факторов $G_1^{(0)}$, $G_2^{(0)}$ и $G_3^{(0)}$ используются электрический $G_C(Q^2)$, магнитный $G_M(Q^2)$ и квадрупольный $G_Q(Q^2)$ форм-факторы. Они связаны зависимостями

$$\begin{aligned} G_1^{(0)}(Q^2) &= G_C(Q^2) - \frac{2}{3}\eta G_Q(Q^2), \\ G_2^{(0)}(Q^2) &= G_M(Q^2), \\ G_3^{(0)}(Q^2) &= \frac{1}{1+\eta} \left[-G_C(Q^2) + G_M(Q^2) + \left(1 + \frac{2}{3}\eta\right) G_Q(Q^2) \right]. \end{aligned} \quad (\text{Б.7})$$

Учитывая (Б.7) соотношения (Б.5) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} T_{11,h}^{(0)} &= T_{-1-1,h}^{(0)} = \left[G_C(Q^2) - \frac{2}{3}\eta G_Q(Q^2) \right] \cos \frac{\theta}{2}, \\ T_{00,h}^{(0)} &= T_{-1-1,h}^{(0)} = \left[G_C(Q^2) + \frac{4}{3}\eta G_Q(Q^2) \right] \cos \frac{\theta}{2}, \\ T_{10,h}^{(0)} &= -T_{01,-h}^{(0)} = T_{0-1,h}^{(0)} = -T_{-10,-h}^{(0)} = -\sqrt{\frac{\eta}{2}} \left(1 + h \sin \frac{\theta}{2} \right) G_M(Q^2), \\ T_{1-1,h}^{(0)} &= T_{-11,-h}^{(0)} = 0. \end{aligned} \quad (\text{Б.7})$$

Приложение В

Нерелятивистская редукция эффективного нуклонного тока

В системе Брейта $K = E_e \left(1, \cos \frac{\theta}{2}, 0, 0\right)$ и

$$H_N^\mu = \Delta F_1^N \gamma^\mu - \Delta F_2^N [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \frac{q_\nu}{4m} + \Delta F_3^N K \gamma^\nu \frac{P^\mu}{m^2},$$

Тогда матричные элементы эффективного нуклонного тока равны, соответственно

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}'_N \sigma' | H_N^0 | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx \\ &\approx 2m \chi_{\sigma'}^\dagger \left(\Delta \tilde{F}_{1N} + \frac{Q}{4m^2} (-Q + 2i\varepsilon^{3nm} p^n \sigma^m) \Delta \tilde{F}_{2N} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{E_e}{2m^2} \left[2m - \cos \frac{\theta}{2} (2p^1 + iQ\sigma^2) \right] \tilde{F}_3^N \right) \chi_\sigma \equiv \chi_{\sigma'}^\dagger H_N^0 \chi_\sigma, \\ \langle \vec{p}'_N \sigma' | H_N^a | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx 2\chi_{\sigma'}^\dagger \left[(p^a - iQ\varepsilon^{a3n} \sigma^n) \Delta \tilde{F}_{1N} + iQ\varepsilon^{3an} \sigma^n \Delta \tilde{F}_{2N} \right] \chi_\sigma, \\ \langle \vec{p}'_N \sigma' | H_N^3 | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx (p_3^{(N)} + p_3'^{(N)}) \chi_{\sigma'}^\dagger \Delta \tilde{F}_{1N} \chi_\sigma, \end{aligned}$$

где $\vec{\sigma}$ матрицы Паули и $\chi_{\sigma'}$ и χ_σ паулиевские спиноры $a = 1, 2$.

$$\delta G_E^N = \Delta F_1^N - \eta \Delta F_2^N + \frac{mE_e}{4m^2} \Delta F_3^N,$$

здесь $\tau = \frac{Q^2}{4m^2} \approx 4\eta$, $v \approx mE_e$.

Отметим, что с точностью до членов порядка $\frac{p^1}{m} \sim \frac{p_f}{m}$ (где $p_f \approx 50$ МэВ ферми-импульс нейтрона в дейтроне) амплитуды $\Delta \tilde{F}_{1N}$, $\Delta \tilde{F}_{2N}$ и $\tilde{F}_{3N}$ не зависят от импульса нуклона.

В данном приближении слагаемыми, пропорциональными $p_\perp$, можно пренебречь, и после интегрирования в (3.22) получим:

$$\begin{aligned}
\langle \vec{p}'_N \sigma' | H_N^0 | \vec{p}_N \sigma \rangle &\approx \\
&\approx 2m \chi_{\sigma'}^{\dagger} \left(\Delta \tilde{F}_{1N} - \frac{Q^2}{4m^2} \Delta \tilde{F}_{2N} + \frac{E_e}{2m^2} \left[2m - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) i Q \sigma^2 \right] \tilde{F}_3^N \right) \chi_{\sigma} \approx \\
&\approx 2m \chi_{\sigma'}^{\dagger} \left(\Delta G_E - \frac{E_e}{2m^2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) i Q \sigma^2 \tilde{F}_3^N \right),
\end{aligned}$$

$$\langle \vec{p}'_N \sigma' | H_N^a | \vec{p}_N \sigma \rangle \approx 2iQ\epsilon^{3an} (\Delta \tilde{F}_{1N} + \Delta \tilde{F}_{2N}) \chi_{\sigma'}^{\dagger} \sigma^n \chi_{\sigma}.$$

Приложение К

Вычисление интеграла (3.55)

Для вычисления интеграла (3.55) рассмотрим следующее выражение

$$I = \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^2} e^{ify} [u_0(y)]^2,$$

в котором f – действительная функция.

Воспользовавшись соотношением (3.57) для дейтронной волновой функции, данный интеграл перепишем в виде следующих сумм:

$$I = \sum_n \sum_m c_n c_m \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^2} e^{(if - \alpha_n - \alpha_m)y}.$$

Регуляризируем данное выражение, определив

$$I = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} I_{\varepsilon},$$

где

$$I_{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \frac{dy}{y^{2-\varepsilon}} e^{ify} [u_0(y)]^2 = \sum_n \sum_m c_n c_m (\alpha_n + \alpha_m - if)^{1-\varepsilon} \Gamma(-1+\varepsilon),$$

Далее воспользуемся известным разложением гамма-функции Эйлера в окрестности полюса

$$\Gamma(-1+\varepsilon) = -\frac{1}{\varepsilon} + \gamma - 1 - O(\varepsilon)$$

и учтём граничное условие, накладываемое на коэффициенты $\sum_n c_n = 0$.

Окончательно получим

$$\begin{aligned} I &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\sum_n \sum_m c_n c_m (\alpha_n + \alpha_m - if) \times \ln(\alpha_n + \alpha_m - if) + O(\varepsilon) \right] = \\ &= \sum_n \sum_m c_n c_m (\alpha_n + \alpha_m - if) \times \ln(\alpha_n + \alpha_m - if) \end{aligned}$$

Приложение Л

Параметризация для фазового сдвига $\tilde{\chi}_c$ и потенциала $\Delta\tilde{F}_c$

При численных вычислениях использовалась следующая параметризация для фазового сдвига $\tilde{\chi}_c$

$$\tilde{\chi}_{ap}(b) = \frac{Z\alpha}{v_p} \ln \left(b^2 + \frac{A_1}{1 + A_2 b^2} \right), \quad (\text{Л.1})$$

где $A_1 = 2.2416 \text{ fm}^2$, $A_2 = 0.34 \text{ fm}^{-2}$, b – имеет размерность fm .

Действительная и мнимая части поправки к потенциалу $\Delta\tilde{F}_c(Q)$ имеют вид

$$\begin{aligned} \Re \Delta\tilde{F}_c(Q) &= -\frac{2Z\alpha p_d}{v} \left[\frac{\cos \varphi_r}{A_r + Q^2} + C_r Q e^{\frac{Q^2}{Q_r^2}} \right], \\ \Im \Delta\tilde{F}_c(Q) &= -\frac{2Z\alpha p_d}{v} \left[\frac{A_i}{B_i + Q^2} + C_i Q e^{\frac{Q^2}{Q_i^2}} \right], \end{aligned} \quad (\text{Л.2})$$

$$\text{где } \cos \varphi_r = -\frac{2Z\alpha p_d}{v} \left[C + \ln \left(\frac{B_r + Q}{2p_3} \right) \right];$$

$$A_r = 0.035 \text{ ГэВ}^2, \quad B_r = 0.086 \text{ ГэВ}, \quad C_r = -12.41 \text{ ГэВ}^{-3}, \quad Q_r^2 = 0.125 \text{ ГэВ}^2;$$

$$A_i = 0.264, \quad B_i = 0.7990 \text{ ГэВ}^2, \quad C_i = -1.112 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad Q_i^2 = 0.0242 \text{ ГэВ}^2.$$