

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи  
УДК 539.125.17; 539.126.17

Волчанский Николай Игоревич

Динамическая реализация симметрий высокоспиновых барионов  
и переходные формфакторы нуклонов

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2011

Работа выполнена в НИИ физики Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук  
Верешков Г. М.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Бакулев А. П.

кандидат физико-математических наук  
Оганесян А. Г.

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ, г. Москва

Защита состоится “13” апреля 2011 г. в 16 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединённом институте ядерных исследований по адресу: 141980, г. Дубна, Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, ул. Жолио Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований.

Отзывы на автореферат, заверенные гербовой печатью организации, просьба направлять по указанному адресу в двух экземплярах не позднее, чем за две недели до защиты.

Автореферат разослан “04” марта 2011 г.

Учёный секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

Арбузов А. Б.

# 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## 1.1. Предмет и актуальность исследования

Изучение свойств низкоэнергетических сильных взаимодействий представляет собой одну из центральных задач физики фундаментальных взаимодействий. Составной частью экспериментальных программ, проводимых в этом контексте, является исследование статических и динамических свойств нуклонов и их легчайших возбужденных состояний — нуклонных и  $\Delta$ -резонансов. Важным источником информации о внутренней структуре нестранных барионов являются эксклюзивные и инклюзивные лептон-адронные процессы, в том числе электророждение барионных резонансов  $eN \rightarrow eR \rightarrow eN + \text{мезоны}$ . Роль количественных характеристик процессов электророждения играют переходные формфакторы нуклонов.

Накопление экспериментальных данных по переходным формфакторам началось в конце 1960-х годов. В частности, измерения инклюзивного электророждения в широком интервале переданных 4-импульсов (до  $Q^2 = 20 \text{ ГэВ}^2$ ) проводились в Стэнфордском ускорительном центре SLAC. За последние несколько лет база экспериментальных данных существенно расширена эксклюзивными экспериментами на ряде установок, важнейшими из которых являются микротрон университета Майнца (MAMI) и сильноточный ускоритель CEBAF в Национальном ускорительном центре им. Томаса Джефферсона (JLab). Получены данные о всех амплитудах перехода нуклона в резонансы  $P_{33}(1232)$ ,  $P_{11}(1440)$ ,  $D_{13}(1520)$ ,  $S_{11}(1535)$  и  $F_{15}(1680)$ . Измерения проводятся в различных эксклюзивных каналах (радиационный, пионный, двухпионный, с рождением  $\eta$ -мезона и т.д.), причём ставятся как неполяризационные, так и поляризационные эксперименты, что позволило существенно улучшить качество экстракции переходных формфакторов.

В ближайшие годы систематические исследования переходов нуклона в барионные резонансы в эксклюзивных реакциях в первой, второй, третьей и четвёртой резонансных областях будут проводиться на модернизируемом ускорителе CEBAF в JLab, где предполагается охватить широкую область  $Q^2$  вплоть до 14—16 ГэВ<sup>2</sup>. Данные по формфакторам во времениподобной области поступят после обработки результатов, полученных на ускорителе PEP-II (SLAC).

Интерпретация данных по переходным формфакторам активно обсуждается в научной литературе в рамках разнообразных подходов КХД и феноменологических моделей. Однако, остаются актуальными проблемы, связанные с конструированием эффективных барион-мезонных взаимодействий и выбором определений переходных формфакторов. Переходные формфакторы нуклонов математически определяются как коэффициентные функции перед матрично-тензорными структурами, задающими вершины  $NRV$ -взаимодействий. (Здесь  $N$  — нуклон,  $R$  — нестранный барионный резонанс,  $V$  — фотон, триплетный или синглетный векторный мезон.) Проблема однозначного определения формфакторов перехода в высокоспиновые резонансы до сих пор не решена. Подход к определению формфакторов, используемый в большинстве работ, основан на выборе простейших матрично-тензорных структур, допускаемых Лоренц-инвариантностью эффективного барион-мезонного лагранжиана [5, 6]. Строго говоря, для резонансов со спином  $J \geq 3/2$  этот подход является внутренне противоречивым, так как допускает участие нефизических степеней свободы в физических процессах. Существование этой проблемы связано с тем, что число компонент спин-тензорных представлений группы Лоренца значительно превышает суммарное число спиновых степеней свободы частиц и античастиц  $w = 2(2J + 1)$  [7]. В математически непротиворечивой теории нефизические степени свободы должны автоматически исключаться из выражений для наблюдаемых величин. Например, спин-вектор  $\Psi_a^\mu$  ( $J = 3/2$ ,  $w = 8$ ) имеет 16 компонент, поэтому внутри самой теории должны содержаться 8 дополнительных условий  $\gamma_\mu \Psi^\mu = 0$ ,  $\partial_\mu \Psi^\mu = 0$ , исключаящие спин  $J = 1/2$ .

В теории свободных полей эта проблема решается, если безмассовый сектор лагранжиана инвариантен относительно группы симметрии, включающей подгруппы точечных и градиентных преобразований [8]. Из общих соображений можно предположить, что лагранжиан  $NRV$ -взаимодействий должен быть инвариантен относительно этих же преобразований. Лагранжианы инвариантны относительно только точечных или только градиентных преобразований рассматривались в работах [9, 7, 10]. Однако, такие взаимодействия либо исключают лишь часть нефизических компонент поля, либо не фиксируют однозначно вершины взаимодействий, допуская бесконечное множество определений формфакторов. Задача построения лагранжианов инвариантных относительно одновременно и точечных, и калибровочных преобразований не была до сих пор решена, по причине, по-видимому, её алгебраической громоздкости. В данной работе эта задача решается для произвольного спина резонанса  $J \geq 3/2$ .

В теории переходных формфакторов нуклонов, основанной на динамической реализации внутренних симметрий высокоспиновых резонансов, все три формфактора оказываются однозначно определены. При этом, симметрия классифицирует формфакторы, выделяя формфакторы, асимптотически соответствующие процессам, (не)сохраняющим спиральность бариона (кварка). Это позволяет сопоставить с экспериментальными данными предположение о низкоэнергетическом скейлинге отношений переходных формфакторов, обнаруженном ранее для отношения упругих формфакторов в работе [11].

## 1.2. Основные цели и задачи исследования

Цель данной работы — детально исследовать имеющиеся на настоящий момент экспериментальные данные по переходным формфакторам нуклонов, а также показать, что эти данные позволяют сформулировать новые проблемы физики адронов. При конструировании барион-мезонной теории эксклюзивного резонансного электророждения необходимо решить задачу динамической реализации внутренней симметрии вы-

сокоспиновых барионов. В качестве теоретической модели формфакторов разрабатывается мультиполюсная модель векторной доминантности, согласованная с асимптотиками КХД. В рамках этой модели ставится задача количественного описания имеющихся экспериментальных данных по переходным векторным формфакторам нуклонов.

### 1.3. Научная новизна и практическая ценность диссертации

В работе впервые сформулирована лагранжева теория переходных нуклонных формфакторов, основанная на динамической реализации всех внутренних симметрий высокоспиновых резонансов. Показано, что описание резонансов в рамках данного подхода унифицировано в нескольких смыслах. Во-первых, для произвольного спина резонанса лагранжиан взаимодействия имеет универсальную структуру, приводящую к классификации формфакторов по дифференциальному порядку лагранжиана, причём матрично-тензорные вершины лагранжианов выражаются через один и тот же универсальный спин-тензор. Во-вторых, предформфакторные полиномы в спиральных амплитудах не зависят от спина резонанса. Теория однозначно согласуется с асимптотиками КХД, причём формфакторы теории автоматически получают определённую интерпретацию в терминах кварк-глюонных подпроцессов электророждения. Кроме того, нуклон-резонансные взаимодействия, предложенные в данной работе, определяются симметрией теории однозначно и не вовлекают низкоспиновые состояния полей Рариты—Швингера, что будет иметь практическое значение для моделирования электророждения резонансов вне массовой поверхности.

При сопоставлении теории с экспериментальными данными, выяснено, что отношения формфакторов  $N\Delta(1232)$ -перехода демонстрируют скейлинговое поведение уже при низких энергиях  $Q^2 = 0,5 \text{ ГэВ}^2$ . Для формфакторов переходов  $NN^*(1520)$  и  $NN^*(1680)$  обнаружено неожиданное явление их подобия. Унификация лагранжианов взаимодействий и выявленные закономерности в  $Q^2$ -поведении формфакторов увеличивают возможности теории как в описании имеющихся экспериментальных данных,

так и в прогнозировании результатов планируемых экспериментов в области более высоких энергий.

$Q^2$ -поведение формфакторов описано в модели векторной доминантности, учитывающей следующие физические факторы:

- Распространяясь в непертурбативном адронном вакууме, фотон может переходить во все мезоны, несущие квантовые числа  $J^{PC} = 1^{--}$ . Поэтому в модель векторной доминантности включаются все экспериментально обнаруженные векторные мезоны.
- Выход формфакторов на степенные асимптотики пКХД достигается наложением линейных условий на параметры мезонного спектра.
- Перенормировка хромодинамической константы учитывается введением феноменологической логарифмической зависимости параметров барион-мезонных связей, что позволяет согласовать модель с логарифмическими поправками к асимптотикам КХД.

Модель векторной доминантности, согласованная с асимптотиками КХД, удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные по формфакторам переходов  $N\Delta(1232)$ ,  $NN^*(1440)$ ,  $NN^*(1520)$ ,  $NN^*(1535)$  и  $NN^*(1680)$ . Таким образом, для  $Q^2$ -зависимостей формфакторов предложены универсальные выражения, полиномиальная часть которых фиксирована внутренней симметрией теории, а полюсная часть задается в рамках модели векторной доминантности и ограничивается предсказаниями пертурбативной КХД.

Результаты, полученные в рамках работы, представляют практический интерес для специалистов, работающих в Научно-исследовательском институте физики Южного Федерального Университета (НИИ физики ЮФУ, г. Ростов-на-Дону), Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна), Институте ядерных исследований (ИЯИ РАН, г. Москва), Институте теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова (ИТЭФ, г. Москва), Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН, г. Москва), Научно-исследовательском

институте ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ (НИИЯФ МГУ, г. Москва), Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова (ПИЯФ, г. С.-Петербург), Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, г. Протвино), Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) и других институтах и лабораториях.

#### **1.4. Апробация диссертации и публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в четырёх статьях [1, 2, 3, 4], вышедших в международных реферируемых журналах, входящих в список ВАК. Автор выступал с докладами по теме работы на следующих семинарах:

1. Семинар ЛТФ им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ «Физика адронов» 22 октября 2010 г.
2. Семинар отдела теоретической физики НИИ физики Южного федерального университета 2 августа 2010 г.

#### **1.5. Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, двух глав и заключения, включает 9 рисунков и 2 таблицы, библиографический список из 111 наименований. Полный объем — 89 страниц.

#### **1.6. На защиту выдвигаются следующие результаты:**

- ① Внутренние симметрии высокоспиновых полей динамически реализованы в секторе  $NRV$ -взаимодействий для произвольного спина резонанса ( $N$  — нуклоны,  $R$  — нуклонные или  $\Delta$ -резонансы,  $V$  — фотон или векторные мезоны). Изучены свойства матрично-тензорных вершин лагранжианов, реализующих симметрию. Показано, что следствием этих свойств является однозначность выбора минимально

локальных  $NRV$ -лагранжианов. Между формфакторами, порождаемыми лагранжианами, и спиральными амплитудами, описывающими процессы с сохранением/нарушением спиральности, обнаружено простое соответствие в асимптотической области при согласовании с предсказаниями КХД.

- ② В рамках мультиполюсной модели векторной доминантности, согласованной со степенными и логарифмическими асимптотиками КХД, достигнуто согласие с экспериментальными данными по формфакторам переходов нуклонов в резонансы  $\Delta(1232)$ ,  $N(1440)$ ,  $N(1535)$ ,  $N(1520)$  и  $N(1680)$ . Модель векторной доминантности и выражения для наблюдаемых, вычисленные в рамках точно и калибровочно инвариантной теории, дают универсальные (относительно спина резонанса  $J \geq 1/2$ ) выражения для  $Q^2$ -зависимостей спиральных амплитуд и формфакторов.
- ③ В рамках построенной теории с определённой интерпретацией формфакторов проверена гипотеза о низкоэнергетическом скейлинге отношений переходных формфакторов, ранее наблюдавшемся для отношений упругих формфакторов. Обнаружено, что отношения формфакторов перехода  $N \rightarrow \Delta(1232)$  описываются формулами пКХД в кинематической области заведомо за пределами её применимости ( $Q^2 \geq 0,4 \text{ ГэВ}^2$ ). При  $Q^2 \leq 1,7 \text{ ГэВ}^2$  установлено свойство подобия между формфакторами переходов в резонансы с различными спинами: переходные формфакторы  $N \rightarrow N^*(1520)$  и  $N \rightarrow N^*(1680)$  оказываются пропорционально связаны друг с другом с одинаковым коэффициентом пропорциональности для всех формфакторов.

## 2. ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, указана их практическая ценность и изложено краткое содержание диссертации.

В первой главе «Динамическая реализация внутренних симметрий высокоспиновых резонансов. Эмпирические закономерности поведения переходных формфакторов» сделан краткий обзор проблем, связанных с конструированием лагранжианов взаимодействий нуклонов и высокоспиновых барионных резонансов. В эффективной барион-мезонной теории полей высоких спинов, использующей приводимые представления Париты—Швингера (РШ), высокоспиновые барионные резонансы автоматически становятся носителями специфической внутренней симметрии [12]. В пределе безмассовых барионов теория свободных полей РШ  $\Psi$  тензорного ранга  $\ell$  инвариантна относительно калибровочного преобразования вида  $\Psi \rightarrow \Psi + \text{sym grad}\theta$ , где  $\theta$  — поле ранга  $\ell - 1$ . Кроме того, уравнения движения поля РШ порождаются эквивалентным классом лагранжианов, инвариантным относительно неунитарной группы симметрии («точечная» симметрия). Симметрии приводимых полей тесно связаны с условиями редукции нефизических степеней свободы. В литературе давно уже сформулирована проблема, возникающая при нарушении этих симметрий в теории взаимодействующих полей: лагранжиан взаимодействий, не обладающий внутренней симметрией свободных полей, модифицирует условия редукции, сокращает их число, неявно нарушает Лоренц-инвариантность теории и препятствует последовательному квантованию полей [13, 14, 15, 7].

Исключить из теории нуклон-резонансных взаимодействий указанные

выше патологии возможно при динамической реализации внутренних симметрий барионных резонансов. Поэтому в первой главе для произвольно высокого спина резонанса построены и детально обоснованы лагранжианы  $NRV$ -взаимодействий по построению инвариантные относительно преобразований вида  $\Psi \rightarrow \Psi + \text{sym grad}\theta_1 + \text{sym } \gamma\theta_2$ , где  $\theta_1, \theta_2$  — поля ранга  $\ell - 1$ ,  $\gamma$  — матрицы Дирака. Математическим следствием внутренней симметрии являются условия 4- и  $\gamma$ -поперечности

$$\partial^\lambda J_{\lambda\mu_2\dots\mu_\ell} = 0 = \gamma^\lambda J_{\lambda\mu_2\dots\mu_\ell}, \quad (1)$$

которым удовлетворяют спин-тензорные источники высокоспиновых резонансов. Вышеупомянутые проблемы получают решение, поскольку 4- и  $\gamma$ -поперечные взаимодействия оставляют неизменной структуру связей свободной теории, тем самым исключая из сечений и ширин процессов вклады нефизических низкоспиновых степеней свободы полей РШ.

В Разделах 2.2 и 2.3 показано, что теория, основанная на динамической реализации внутренних симметрий, предлагает универсальную (относительно спина) классификацию переходных формфакторов нуклонов, математически согласованную с КХД-классификацией кварк-глюонных подпроцессов радиационного возбуждения барионных резонансов. В общем случае минимально нелокальный 4- и  $\gamma$ -поперечный лагранжиан взаимодействия с барионным резонансом со спином  $J = \ell + 1/2$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3, \\ \mathcal{L}_1 &= \frac{i^{3\ell+2} g_1}{2M_N^{3\ell-1}} \bar{\Psi}^{\bar{A}, \lambda_2 \dots \lambda_\ell} \Gamma_{\bar{A}\bar{B}}^{(\ell)} \gamma_R N^{\sigma_2 \dots \sigma_\ell} V^{\lambda_1 \sigma_1}, \\ \mathcal{L}_2 &= \frac{i^{3\ell+3} g_2}{2M_N^{3\ell-1} M_R} \bar{\Psi}^{\bar{A}, \lambda_2 \dots \lambda_\ell \rho} \Gamma_{\bar{A}\bar{B}}^{(\ell)} \gamma_\rho \gamma_R N^{\sigma_2 \dots \sigma_\ell} V^{\lambda_1 \sigma_1}, \\ \mathcal{L}_3 &= \frac{i^{3\ell+2} g_3}{2M_N^{3\ell-1} M_R^2} \bar{\Psi}^{\bar{A}, \lambda_2 \dots \lambda_\ell \rho} \left( \Gamma_{\bar{A}\bar{B}^1 \lambda_1 \rho}^{(\ell)} g_{\sigma_1 \omega} - \Gamma_{\bar{A}\bar{B}^1 \sigma_1 \rho}^{(\ell)} g_{\lambda_1 \omega} \right. \\ &\quad \left. + \Gamma_{\bar{A}\bar{B}^1 [\lambda_1 \omega]}^{(\ell)} g_{\sigma_1 \rho} - \Gamma_{\bar{A}\bar{B}^1 [\sigma_1 \omega]}^{(\ell)} g_{\lambda_1 \rho} - \Gamma_{\bar{A}\bar{B}^1 [\lambda_1 \sigma]}^{(\ell)} g_{\rho \omega_1} \right) N^{\sigma_2 \dots \sigma_\ell \omega} V^{\lambda_1 \sigma_1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $V^{\lambda_1 \sigma_1}$  — напряжённости векторных полей;  $\Psi^{\bar{A}}$  — калибровочно-инвариантная конструкция из полевого оператора резонанса и  $\ell$  произ-

водных;  $M_N$  и  $M_R$  — массы нуклона и резонанса; квадратные скобки обозначают антисимметричные пары индексов, круглые — симметризацию по парам;  $\gamma_R = 1$  для спин-тензорных полей  $J^P = (3/2)^-, (5/2)^+, \dots$  и  $\gamma_R = i\gamma_5$  для спин-псевдотензорных полей  $J^P = (3/2)^+, (5/2)^-, \dots$ . Также введены следующие обозначения для мульти-индексов:  $A^a = [\mu_a \nu_a]$ ,  $B^a = [\lambda_a \sigma_a]$ ,  $\bar{A} = ([\mu_1 \nu_1][\mu_2 \nu_2] \dots [\mu_\ell \nu_\ell])$ ,  $\bar{B} = ([\lambda_1 \sigma_1][\lambda_2 \sigma_2] \dots [\lambda_\ell \sigma_\ell])$ ,  $\bar{A}^a = ([\mu_1 \nu_1] \dots [\mu_{a-1} \nu_{a-1}][\mu_{a+1} \nu_{a+1}] \dots [\mu_\ell \nu_\ell])$ ,  $\bar{B}^a = ([\lambda_1 \sigma_1] \dots [\lambda_{a-1} \sigma_{a-1}][\lambda_{a+1} \sigma_{a+1}] \dots [\lambda_\ell \sigma_\ell])$ . В случае  $\Delta$ -резонансов с изотопическим спином  $I = 3/2$  подразумевается, что  $\bar{\Psi} N V^{\lambda\sigma} = \bar{\Delta}_a N \rho_a^{\lambda\sigma}$ . Если же  $I = 1/2$ , то лагранжиан взаимодействий нуклона с резонансом содержит триплетный  $\bar{\Psi} N V^{\lambda\sigma} = \bar{N}^* \tau_a N \rho_a^{\lambda\sigma}$  и синглетный  $\bar{\Psi} N V^{\lambda\sigma} = \bar{N}^* N \omega^{\lambda\sigma}$  вклады.

Все три члена лагранжиана содержат один спин-тензор, удовлетворяющее условию  $\gamma$ -поперечности  $\gamma^{\mu_1} \Gamma_{([\mu_1 \nu_1] \dots [\mu_\ell \nu_\ell])([\lambda_1 \sigma_1] \dots [\lambda_\ell \sigma_\ell])}^{(\ell)} = 0$ . В простейшем случае резонансов со спином  $J = 3/2$  ( $\ell = 1$ ) ядро лагранжиана имеет вид:

$$\Gamma_{[\mu\nu][\lambda\sigma]}^{(1)} = -\frac{1}{6} (\sigma_{\mu\nu} \sigma_{\lambda\sigma} + 3\sigma_{\lambda\sigma} \sigma_{\mu\nu}). \quad (3)$$

Для больших  $\ell$  ядро может быть получено из рекуррентного соотношения, представляющего ядро для поля ранга  $\ell$  как линейную комбинацию произведений ядра для поля ранга  $\ell - 1$  и простейшего ядра (3):

$$\Gamma_{\bar{A}\bar{B}}^{(\ell)} = \frac{3}{2(2\ell + 1)\ell^2} \sum_{a,b=1}^{\ell} \left[ (\ell + 1) \Gamma_{\bar{A}^a \bar{B}^b}^{(\ell-1)} \Gamma_{A^a B^b}^{(1)} + (\ell - 1) \Gamma_{\bar{A}^a \bar{B}^b}^{(\ell-1)} \Gamma_{B^b A^a}^{(1)} + \sum_{b \neq c=1}^{\ell} \Gamma_{\bar{A}^a A^a \bar{B}^b c}^{(\ell-1)} \Gamma_{B^b B^c}^{(1)} \right]. \quad (4)$$

Таким образом, для  $\ell \geq 2$  ядро выражается через произведение  $\ell$  простейших ядер  $\Gamma_{[\mu\nu][\lambda\sigma]}^{(1)}$ . Тем самым алгебра ядер оказывается замкнутой на универсальное ядро  $\Gamma_{[\mu\nu][\lambda\sigma]}^{(1)}$ . Анализ выражений (2) с учётом кварковой структуры нуклона и резонансов показывает, что в асимптотической области второй член лагранжиана описывает взаимодействия с сохранением

спиральности кварков, а остальные соответствуют взаимодействиям, не сохраняющим спиральность.

С ростом спина резонанса матрично-тензорная вершина (4) усложняется степенным образом. Тем не менее, расчеты матричных элементов с этой вершиной существенно упрощаются благодаря её симметрии. Можно показать, что для произвольно высокого спина резонанса в матричных элементах вершины лагранжиана (2) всегда сводятся к простейшему ядру (3), что позволяет сформулировать простые фейнмановские правила. Расчёты в рамках калибровочно и точно инвариантной модели оказываются проще, чем в моделях более низкой симметрии.

Спиральные амплитуды электророждения резонанса со спином  $J = \ell + 1/2$  на массовой поверхности имеют вид:

$$\begin{aligned}
A_{3/2}^{(p,n)}(Q^2) &= \mp \sqrt{N_\ell(Q^2)} \left[ (Q^2 \pm \mu_\pm M_N) F_1^{(p,n)}(Q^2) + \mu_\pm M_R F_2^{(p,n)}(Q^2) - \right. \\
&\quad \left. - (Q^2 + \mu_\pm M_R) F_3^{(p,n)}(Q^2) \right], \\
A_{1/2}^{(p,n)}(Q^2) &= - \sqrt{\frac{\ell N_\ell(Q^2)}{\ell + 2}} \left[ \mu_\pm M_R F_1^{(p,n)}(Q^2) + (Q^2 \pm \mu_\pm M_N) F_2^{(p,n)}(Q^2) \mp \right. \\
&\quad \left. \mp \mu_\pm M_N F_3^{(p,n)}(Q^2) \right], \\
S_{1/2}^{(p,n)}(Q^2) &= \mp \sqrt{\frac{\ell N_\ell(Q^2)}{2(\ell + 2)}} Q_+ Q_- \left[ F_1^{(p,n)}(Q^2) - F_2^{(p,n)}(Q^2) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{Q^2 + M_R^2 + M_N^2}{2M_R^2} F_3^{(p,n)}(Q^2) \right],
\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$N_\ell(Q^2) = \frac{2^\ell (\ell!)^2 \pi \alpha Q_\pm^{2(\ell-1)} Q_\mp^{2\ell}}{(2\ell)! M_N^{4\ell+1} (M_R^2 - M_N^2)}, \quad \mu_\pm = M_R \pm M_N, \quad Q_\pm = \sqrt{Q^2 + \mu_\pm^2}.$$

В (5) верхние и нижние знаки относятся, соответственно, к резонансам с  $J^P = (3/2)^\pm, (5/2)^\mp, \dots$

Согласно (5), характерная черта предлагаемой теории состоит в том, что 4- и  $\gamma$ -поперечные формфакторы входят в спиральные амплитуды уни-

версальным образом. От спина резонанса зависит только нормировка амплитуд.

В области применимости пертурбативной КХД спиральные амплитуды электророждения резонансов выходят на степенные асимптотики с точностью до слабых логарифмических поправок [16, 17]:

$$\begin{aligned} A_{3/2}(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^5 L^{n_1}(Q^2)}, & A_{1/2}(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^3 L^{n_2}(Q^2)}, \\ S_{1/2}(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^3 L^{n_3}(Q^2)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $L^{n_f}(Q^2) = \ln^{n_f}(Q^2/\Lambda^2)$  и  $n_2 - n_3 \approx 2$  [18]. Анализируя выражения (5) с учетом предсказаний пКХД (6), можно показать, что при больших передачах импульса лагранжевы формфакторы электророждения резонансов со спином  $J = \ell + 1/2$  имеют следующие асимптотики:

$$\begin{aligned} F_1(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^{6+2\ell} L^{n_1}(Q^2)}, & F_2(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^{4+2\ell} L^{n_2}(Q^2)}, \\ F_3(Q^2) &\sim \frac{1}{Q^{6+2\ell} L^{n_3}(Q^2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом выполняются асимптотические равенства

$$\begin{aligned} A_{3/2}(Q^2) &= \mp \sqrt{N_\ell(Q^2)} Q^2 F_1(Q^2), & A_{1/2}(Q^2) &= -\sqrt{\frac{\ell N_\ell(Q^2)}{\ell + 2}} Q^2 F_2(Q^2), \\ S_{1/2}(Q^2) &= \mp \sqrt{\frac{\ell N_\ell(Q^2)}{2(\ell + 2)}} \frac{Q^4}{2M_R^2} F_3(Q^2). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, в асимптотической области лагранжевы формфакторы 4- и  $\gamma$ -поперечной теории получают интерпретацию в терминах независимых кварк-глюонных подпроцессов:  $F_2(Q^2)$  описывает процессы с сохранением спиральности кварка;  $F_1(Q^2)$  и  $F_3(Q^2)$  — процессы с изменением спиральности.

Эта интерпретация и высокая определённость в выборе формфакторов открывают возможность сопоставить с экспериментальными данными предположение о скейлинге отношений переходных формфакторов, ранее обнаруженном для отношения упругих формфакторов в работе [11].

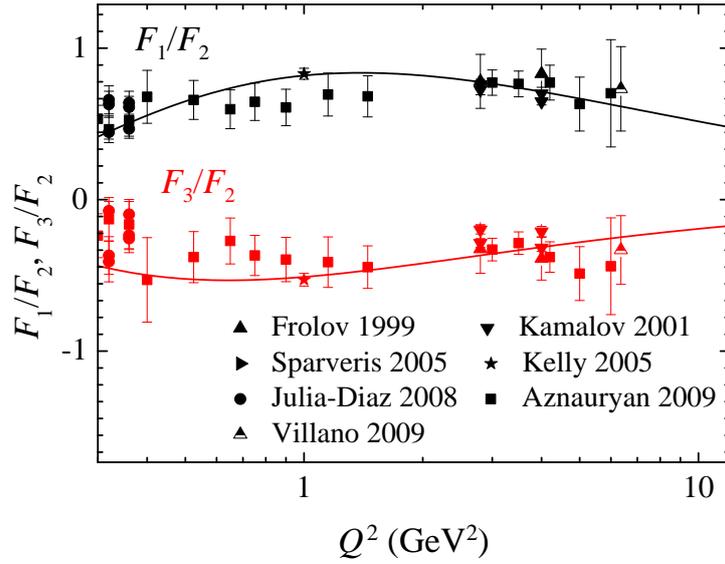


Рис. 1. Скейлинг отношений формфакторов перехода  $N\Delta(1232)$ .

Отношения 4- и  $\gamma$ -поперечных  $N\Delta(1232)$  формфакторов с переворотом спина к формфакторам без переворота спина почти на всей шкале  $Q^2$  эволюционируют по формулам пертурбативной КХД:

$$\frac{F_f(Q^2)}{F_2(Q^2)} \propto \frac{1}{Q^2} \ln^{N_f} \frac{Q^2}{\Lambda^2}, \quad f = 1, 3.$$

Согласие фита по формулам (2) с экспериментальными данными по отношениям спиральных амплитуд электророждения при  $Q^2 \geq 0,4 \text{ ГэВ}^2$  —  $\chi^2/\text{DOF} = 1,03$  (оптимальные значения свободных параметров —  $\Lambda = 0,29 \text{ ГэВ}$ ,  $N_3 = 2$ ,  $N_1 = 2,7$ ). Результаты фита приведены на Рис. 1. Нетривиальность рассматриваемого эффекта в том, что формулы пертурбативной КХД очень хорошо описывают экспериментальные значения отношений формфакторов даже при тех значениях  $Q^2$ , на которых пертурбативная КХД заведомо неприменима для вычисления самих формфакторов. Это, по-видимому, означает, что вклады непертурбативных эффектов входят в формфакторы  $N\Delta(1232)$  в виде мультипликативно выделенной и универсальной (относительно индекса формфактора  $f$ ) функции  $Q^2$ .

В пределах ошибок эксперимента гипотеза о скейлинге отношений может быть согласована и с данными по электророждению более тяжёлых резонансов. Тем не менее неопределённости в экстракции отношений форм-

факторов слишком велики и не позволяют судить о возможности низкоэнергетического скейлинга для этих резонансов. Более того, в частном случае формфакторов переходов нуклонов в резонансы  $N(1520)$  ( $J^P = (3/2)^-$ ) и  $N(1680)$  ( $J^P = (5/2)^+$ ) средние значения отношений формфакторов пока указывают на существование несовместимой со скейлингом эмпирической закономерности их  $Q^2$ -поведения. Соотношение спин-четностей этих резонансов таково, что с точностью до множителя  $const \cdot Q_+ Q_-$  соответствующие формфакторы входят в спиральные амплитуды (5) одинаковым образом (различаются только массы и нормировки амплитуд). Можно убедиться, что в промеренной области  $Q^2$ -поведение всех 6 формфакторов удовлетворительно описывается одной универсальной функцией

$$G(Q^2) = \prod_{k=1}^4 \left( 1 + \frac{Q^2}{m_{V^{(k)}}^2} \right)^{-1},$$

где  $m_{V^{(k)}}$  — средние значения масс мезонов из первых четырёх  $\rho\omega$ -семейств. Причём имеет место подобие формфакторов разных резонансов:

$$G_f(Q^2) = C \frac{Q_+ Q_- F_f(Q^2, 1680)}{M_N^2 G(Q^2)} = \frac{F_f(Q^2, 1520)}{G(Q^2)},$$

$$G_1(Q^2) = G_2(Q^2) = G_3(Q^2) \approx const, \quad C \approx 1,4.$$

Величины  $C Q_+ Q_- F_f(Q^2, 1680)/(M_N^2 G(Q^2))$  и  $F_f(Q^2, 1520)/G(Q^2)$ , экстрагированные из экспериментальных данных по амплитудам, сравниваются на Рис. 2.

Динамическая реализация симметрий высокоспиновых резонансов однозначно фиксирует полиномиальную  $Q^2$ -зависимость амплитуд (5), связанную со структурой матрично-тензорных ядер и производными полевых операторов, что позволяет провести однозначную экстракцию лагранжевых формфакторов из экспериментальных данных по амплитудам. Моделирование  $Q^2$ -поведения самих лагранжевых формфакторов  $F_f^{(p,n)}(Q^2)$  проводится в рамках модели доминантности векторных мезонов (МДВМ) **во второй главе диссертации «Переходные формфакторы в**

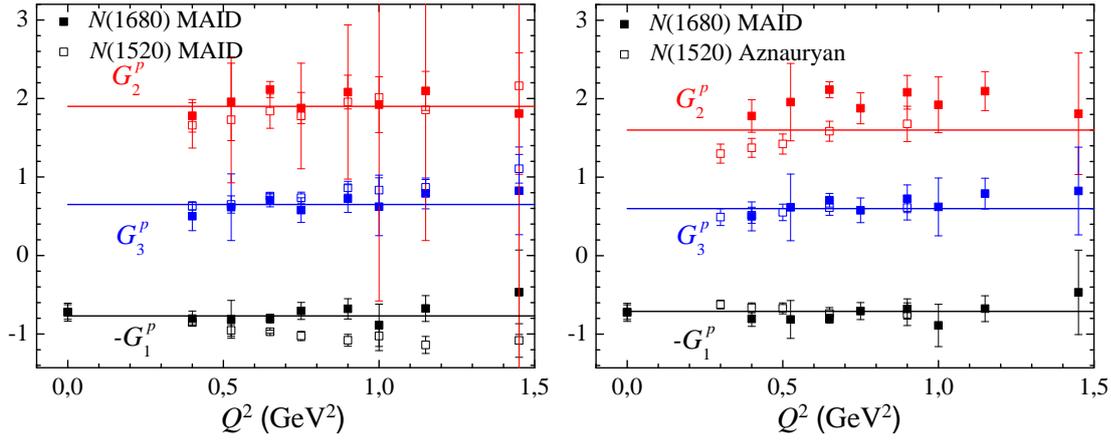


Рис. 2. Подobie формфакторов переходов в резонансы  $N(1520)$  и  $N(1680)$ . На левом рисунке сравниваются данные, экстрагированные в модели MAID 2007 [19]. Справа — данные по  $N \rightarrow N(1680)$ , экстрагированные в MAID 2007, с данными по  $N \rightarrow N(1520)$ , экстрагированными в работе [20].

**мультиполюсной МДВМ». Формфакторы имеют вид:**

$$F_f^{(p,n)}(Q^2) = \frac{1}{2} \left[ \sum_{k=1}^K \frac{\chi_{kf}^{(\omega)}(Q^2) m_{(\omega)k}^2}{Q^2 + m_{(\omega)k}^2} \pm \sum_{k=1}^K \frac{\chi_{kf}^{(\rho)}(Q^2) m_{(\rho)k}^2}{Q^2 + m_{(\rho)k}^2} \right], \quad (9)$$

где  $m_{(\omega)k}$  и  $m_{(\rho)k}$  — массы  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов, образующих  $K$  синглет-триплетных семейств с квазивырождением масс;  $\chi_{kf}^{(\omega,\rho)}(Q^2)$  — параметры барион-мезонных связей с точностью до эффективной логарифмической перенормировки, связанной с влиянием мелкомасштабных кварк-глюонных процессов на адронизацию фотона внутри нуклона при  $Q^2 > R_N^{-2} = (0,2 \text{ ГэВ})^2$ . Для  $\Delta$ -резонансов  $\chi_f^{(\omega)}(Q^2) \equiv 0$  в силу их изотопических свойств.

Мультиполюсные разложения формфакторов (9) предсказываются общими принципами теории поля, реализованными в методе дисперсионных соотношений, простейшей реализацией которого является МДВМ. В предлагаемом варианте МДВМ учитывается весь спектр экспериментально обнаруженных мезонов. Основанием для этого является предположение, что небольшие значения амплитуд переходов фотона в высоковозбуждённые мезоны могут умножаться на большие значениями амплитуд поглоще-

ния мезонов нуклоном. Т.к. именно произведения этих амплитуд являются коэффициентами мультиполюсного разложения, то у нас отсутствуют причины для пренебрежения вкладами высоковозбуждённых мезонов.

Для согласования модели с предсказаниями пКХД (6)–(7) полагается следующее:

- $Q^2$ -эволюция барион-мезонных связей определяется универсальной логарифмической функцией  $\chi_{kf}^{(\omega, \rho)}(Q^2) \equiv \chi_{kf}^{(\omega, \rho)}(0)/L_f^{(\omega, \rho)}(Q^2)$ , где

$$L_f^{(\omega, \rho)}(Q^2) = \left[ 1 + b_f^{(\omega, \rho)} \ln \left( 1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) + a_f^{(\omega, \rho)} \ln \left( 1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^2 \right]^{n_f/2}. \quad (10)$$

- Параметры мезонного спектра удовлетворяют условиям сверхсходимости

$$\sum_{k=1}^K m_{(\omega, \rho)k}^{2n} \chi_{kf}^{(\omega, \rho)}(0) = 0, \quad (11)$$

где  $n = 2, 3, \dots, 3 + \ell$  при  $f = 1, 3$  и  $n = 2, \dots, 2 + \ell$  при  $f = 2$  для электророждения резонансов со спином  $J = \ell + \frac{1}{2}$ . Условия сверхсходимости ограничивают минимально возможное число мезонов, которое должна включать МДВМ, причём число условий на параметры модели увеличивается с ростом спина барионного резонанса. Для описания формфакторов перехода в резонансы со спином  $3/2$  требуется учитывать минимум 4 мезона, для спина  $5/2$  — 5 мезонов и т.д.

Модель может быть легко распространена и на более простой случай формфакторов переходов в резонансы спина  $1/2$ .

В рамках модели векторной доминантности, согласованной с асимптотиками КХД, проводится обработка экспериментальных данных по переходным формфакторам нуклонов. На данный момент достаточно подробные данные имеются для переходов  $N\Delta(1232)$ ,  $NN^*(1440)$ ,  $NN^*(1520)$ ,  $NN^*(1535)$  и  $NN^*(1680)$ . Экспериментальные точки и кривые фитов к

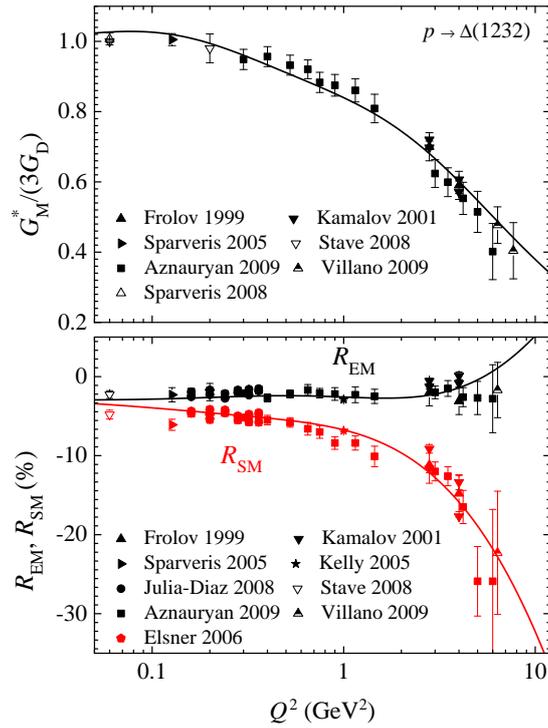


Рис. 3. Магнитный формфактор и отношения электрической и кулоновской амплитуд к магнитной для перехода  $p\gamma^* \rightarrow \Delta(1232)$  ( $J = 3/2$ ).

ним приводятся на Рис. 3–7. Библиографические ссылки на экспериментальные данные собраны в статьях [1, 2, 3, 4]. Качество фитов на уровне  $\chi^2/\text{DOF} = 0,7\text{--}1,5$  в зависимости от резонанса. Отметим, что достигнуть такого уровня согласия с экспериментом возможно лишь при учёте логарифмических зависимостей формфакторов.

**В заключении** суммированы основные выводы диссертации, сформулированы положения, выносящиеся на защиту.

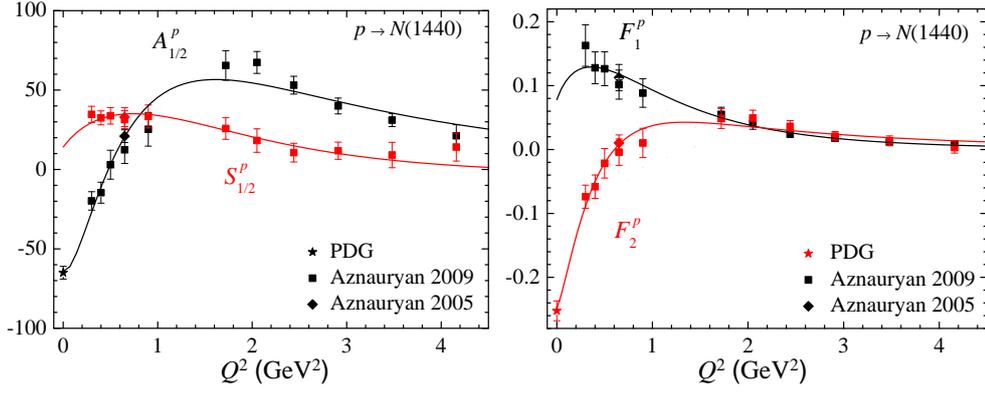


Рис. 4. Спиральные амплитуды и формфакторы перехода  $p\gamma^* \rightarrow N_+^*(1440)$  ( $J = 1/2$ ).

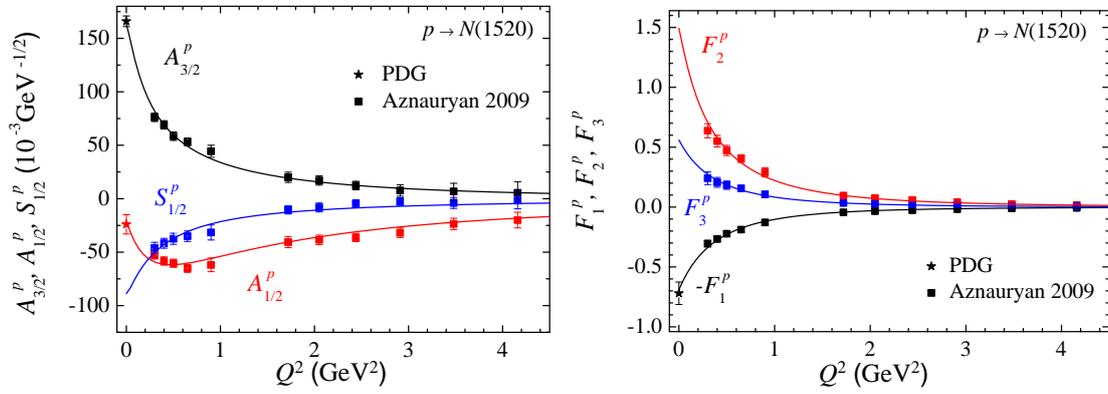


Рис. 5. Спиральные амплитуды и 4- и  $\gamma$ -поперечные формфакторы перехода  $p\gamma^* \rightarrow N_+^*(1520)$  ( $J = 3/2$ ).

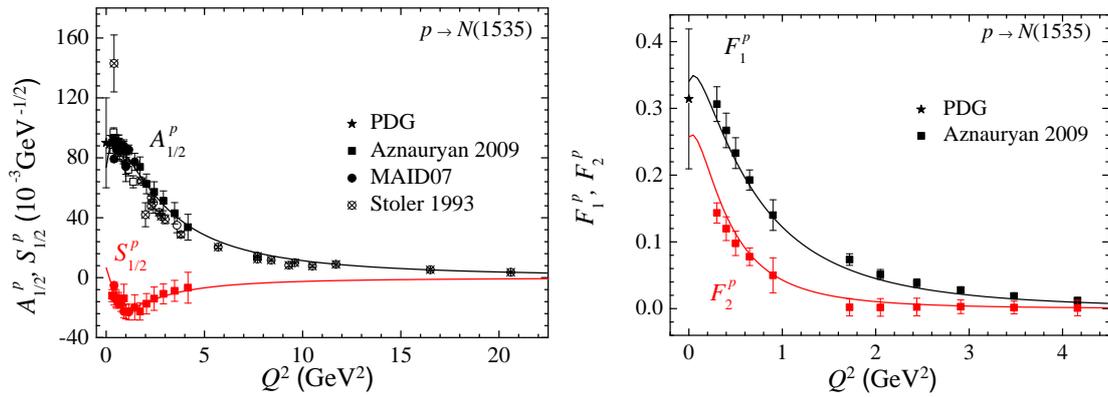


Рис. 6. Спиральные амплитуды и формфакторы перехода  $p\gamma^* \rightarrow N_+^*(1535)$  ( $J = 1/2$ ).

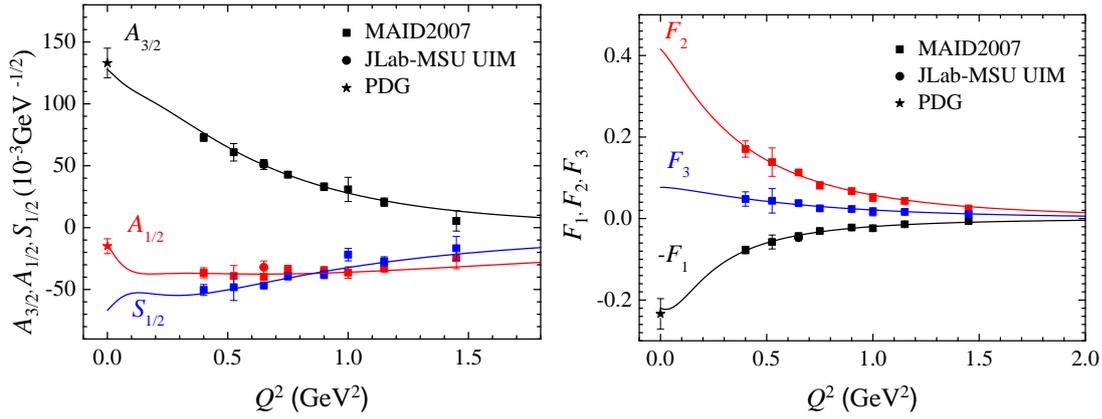


Рис. 7. Спиральные амплитуды и 4- и  $\gamma$ -поперечные формфакторы перехода  $p\gamma^* \rightarrow N_+^*(1680)$  ( $J = 5/2$ ).

### Список литературы

- [1] G. Vereshkov, N. Volchanskiy  $Q^2$ -evolution of nucleon-to-resonance transition form factors in a QCD-inspired vector-meson-dominance model // *Phys. Rev. D.* — 2007. — Vol. 76, no. 7. — P. 073007 (20 pp.).
- [2] G. Vereshkov, N. Volchanskiy Symmetries of higher-spin fields and the electromagnetic  $N \rightarrow N(1680)$  form factors // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 82, no. 4. — P. 045204 (6 pp.).
- [3] G. Vereshkov, N. Volchanskiy Low- $Q^2$  scaling behavior of the form-factor ratios for the  $N\Delta(1232)$ -transition // *Phys. Lett.* — 2010. — Vol. B688. — Pp. 168–173.
- [4] V. I. Kuksa,, N. I. Volchanskiy Factorization Effects in a Model of Unstable Particles // *International Journal of Modern Physics A.* — 2010. — Vol. 25. — Pp. 2049–2062.
- [5] R. C. E. Devenish, T. S. Eisenschitz, J. G. Körner Electromagnetic  $N - N^*$  transition form factors // *Phys. Rev. D.* — Dec 1976. — Vol. 14, no. 11. — Pp. 3063–3078.
- [6] A. E. Kaloshin, V. P. Lomov The Rarita-Schwinger Field: Renormaliza-

- tion and Phenomenology // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2007. — Vol. 22. — Pp. 4495–4518.
- [7] *V. Pascalutsa, R. Timmermans* Field theory of nucleon to higher-spin baryon transitions // *Phys. Rev. C.* — 1999. — Vol. 60. — P. 042201(R).
- [8] *T. Pilling* Symmetry of massive Rarita-Schwinger fields // *Int. J. Mod. Phys.* — 2005. — Vol. A20. — Pp. 2715–2742.
- [9] *R. D. Peccei* Chiral Lagrangian Calculation of Pion-Nucleon Scattering Lengths // *Phys. Rev.* — December 1968. — Vol. 176, no. 5. — Pp. 1812–1821.
- [10] *V. Pascalutsa, M. Vanderhaeghen, S. N. Yang* Electromagnetic excitation of the  $\Delta(1232)$ -resonance // *Phys. Rept.* — 2007. — Vol. 437. — Pp. 125–232.
- [11] *A. V. Belitsky, X. Ji, F. Yuan* Perturbative QCD Analysis of the Nucleon's Pauli Form Factor  $F_2(Q^2)$  // *Phys. Rev. Lett.* — Aug 2003. — Vol. 91, no. 9. — P. 092003.
- [12] *T. Pilling* New Symmetry Current for Massive SPIN-3/2 Fields // *Mod. Phys. Lett. A.* — 2004. — Vol. 19. — Pp. 1781–1788.
- [13] *G. Velo, D. Zwanziger* Propagation and Quantization of Rarita-Schwinger Waves in an External Electromagnetic Potential // *Phys. Rev.* — 1969. — Vol. 186. — Pp. 1337–1341.
- [14] *K. Johnson, E. C. G. Sudarshan* Inconsistency of the local field theory of charged spin 3/2 particles // *Ann. Phys. (N.Y.)*. — April 1961. — Vol. 13. — Pp. 126–145.
- [15] *L. P. S. Singh* Noncausal Propagation of Classical Rarita-Schwinger Waves // *Phys. Rev. D.* — February 1973. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 1256–1258.

- [16] *C. E. Carlson* Electromagnetic  $N - \Delta$  transition at high  $Q^2$  // *Phys. Rev. D.* — 1986. — Vol. 34. — Pp. 2704–2709.
- [17] *C. E. Carlson, J. L. Poor* Distribution amplitudes and electroproduction of the delta and other low-lying resonances // *Phys. Rev. D.* — 1988. — Vol. 38. — Pp. 2758–2765.
- [18] *A. Idilbi, X. Ji, J.-P. Ma*  $\Delta \rightarrow N\gamma^*$  Coulomb quadrupole amplitude in PQCD // *Phys. Rev. D.* — 2004. — Vol. 69, no. 1. — P. 014006.
- [19] *D. Drechsel, S. S. Kamalov, L. Tiator* Unitary isobar model—MAID2007 // *Eur. Phys. J. A.* — 2007. — Vol. 34. — Pp. 69–97.
- [20] *I. G. Aznauryan, V. D. Burkert et al.* Electroexcitation of nucleon resonances from CLAS data on single pion electroproduction // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. C80. — P. 055203.