

T-454



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.1.01:
539.17.01

ТИТОВ
Александр Иванович

2-85-57

**МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ
И ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1985

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Е. В. ИНОПИН

доктор физико-математических наук

Г. М. ЗИЦОВЬЕВ

доктор физико-математических наук

А. Н. СИСАКИН

Ведущая организация - Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Защита диссертации состоится "___" _____ 1985 г. на заседании Специализированного совета Д 047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1985 года.

Ученый секретарь
Специализированного совета
кандидат физико-математических наук

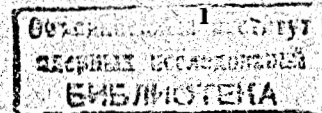
В. И. ЕУРАВЛЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Возникновение и развитие новой области исследований - релятивистской ядерной физики выдвинуло проблему природы и проявления многокварковых систем (МКС), т.е. составных систем с числом кварков больше трех. Теоретически существование МКС предсказывается составными динамическими моделями адронов и принципом локальной дуальности в сильных взаимодействиях. Однако сами по себе эти модели развивались и фитировались исключительно по данным для адронов, и их обобщение на мультикварковые системы требовало прежде всего соответствующей экспериментальной базы.

Целенаправленное исследование МКС началось с предсказания А. М. Балдиным в 1971 г. и последующим экспериментальным наблюдением кумулятивных процессов в адрон-ядерных взаимодействиях, которые явились прямым экспериментальным указанием на существование МКС в ядрах. Позднее были исследованы и другие процессы, которые требовали для своей интерпретации введения МКС. Прежде всего это глубоконеупругое лептон-ядерное рассеяние в кумулятивной области, электромагнитные формфакторы легчайших ядер при больших переданных импульсах, глубоконеупругое дейтрон-ядерное рассеяние. В последние годы появилось много данных и в области физики промежуточных энергий по взаимодействию нуклонов с нуклонами, адронов с дейтронами, фоторасщеплению дейтронов и т.д., в сечениях которых проявляются особенности, которые связывают с существованием дибарионов - прямых кандидатов на роль шести-кварковых систем. Все это довольно остро ставит вопрос о развитии теоретических подходов и методов для описания структуры МКС, динамики взаимодействия МКС с частицами высокой энергии, проявления МКС в ядерных реакциях с большой передачей импульса. Атомные ядра представляются естественным "поставщиком" многокварковых состояний, проявляющихся в виде небольших примесей к полной ядерной волновой функции. Теоретическое рассмотрение МКС в ядрах должно учитывать сильную связь многокваркового и нуклонного каналов. Таким образом, теория многокварковых систем, тесно связанная своей основой с теорией элементарных частиц дает возможность углубить понимание основ ядерной физики на новом "микроскопическом" кварковом уровне.

Другой важной задачей в релятивистской ядерной физике является получение новой информации о барионной компоненте ядерной волновой функции. Наиболее перспективными здесь являются исследования фрагментации релятивистских тяжелых ионов в периферических столкновениях ядер. В таких реакциях появляется принципиальная возможность получения экзотических фрагментов с избытком нейтронов или протонов, ги-



перядер, суперядер и т.д. Исследование этих процессов является составной частью экспериментальных программ всех физических центров, имеющих как базу ускорители тяжелых ионов высоких энергий. Исследование таких экзотических процессов и состояний ядер ставит, по существу, вопрос о пределах применимости обычной, канонизированной ядерной физики как науки о системе взаимодействующих нуклонов.

Цель работы состоит в разработке теории многокварковых систем и теории фрагментации релятивистских ядер для объяснения с единых позиций имеющейся разнообразной экспериментальной информации в релятивистской ядерной физике и получения предсказаний для постановки новых экспериментов, направленных на выяснение свойств многокварковых систем, кварковой структуры ядер и механизма ядерных реакций в широкой области переданных импульсов.

Научная новизна и практическая ценность

Новым является создание теории многокварковых систем в ядрах в условиях сильной связи нуклонного и многокваркового каналов. На ее основе впервые с единых позиций рассчитаны примеси шестикварковых состояний в дейтроне, ширины распада шестикварковых резонансов (дибарионов) в нуклон-нуклонном рассеянии, вероятности примесей (девяти-, двенадцати-, пятнадцати-) кварковых состояний в атомных ядрах.

Впервые проведено последовательное исследование проявления многокварковых степеней свободы в электромагнитном формфакторе дейтрона в широкой области переданных импульсов. В частности, исследованы эффекты, обусловленные антисимметризацией волновой функции дейтрона по кварковым переменным с использованием реалистических нуклон-нуклонных сил в нуклонном канале, интерференции нуклонного и шестикваркового каналов, выяснена определяющая роль шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона в описании формфакторов при больших переданных импульсах.

Впервые дано последовательное описание основных закономерностей кумулятивных реакций на основе концепции о многобарионных конфигурациях - "флуктуаций плотности" ядерного вещества объемного типа и кварк-глюонной модели взаимодействия элементарных частиц. Выяснена несостоятельность чисто ядерных механизмов для интерпретации кумулятивных процессов. Впервые проведен совместный учет многокварковых и пионных степеней свободы в глубоконеупругом лептон-ядерном рассеянии и выяснена роль многокварковых компонент в эффектах нарушения масштабной инвариантности. На основе развитой теории многокварковых систем получено описание основных закономерностей глубоконеупругих дейтрон-ядерных реакций.

Проведено систематическое исследование структуры и спектра масс дибарионов в широком интервале энергий. Исследована роль кварк-глюонных взаимодействий в формировании спектра дибарионов, рассчитана плотность уровней дибарионов.

Развита теория фрагментации релятивистских ионов, которая впервые с единых позиций позволила понять закономерности изотопических выходов фрагментов, рассчитать сечения ядерной перезарядки, образования гиперядер, кулоновской диссоциации релятивистских ядер.

В целом результаты работы развивают новое направление в ядерной физике - теорию многокварковых степеней свободы в атомных ядрах. Полученные теоретические результаты существенно расширили представления о структуре многокварковых систем, динамике взаимодействия нуклонов и многокварковых систем в ядрах, природе кумулятивных и глубоконеупругих процессов, механизме ядерных реакций при высоких энергиях. Разработанные теоретические подходы и методы используются в теоретических расчетах других авторов, а выполненные предсказательные расчеты - в планировании экспериментов.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

1. Построена теория многокварковых состояний в нуклонных системах на основе метода сильной связи нуклонного и многокваркового каналов, которая с единых позиций позволила рассмотреть многокварковые системы в основных состояниях ядер и нуклон-нуклонном рассеянии. Получены замкнутые выражения для расчета амплитуд примесей шестикварковых состояний (q^6) в дейтроне, вероятности примесей многокварковых состояний ($q^{3k}, k = 3, 4, 5$) в ядрах, амплитуд распада q^6 -резонансов в нуклон-нуклонный канал. Расчеты предсказывают значение вероятности q^6 -примеси в дейтроне $\sim 6,6 \cdot 10^{-2}$, экспоненциальное убывание соответствующих вероятностей примерно на порядок величины для более сложных систем при переходе от q^6 -к q^9 -состояниям и резкое убывание, на пять-шесть порядков величины, при переходе от q^{12} -к q^{15} -состояниям, которое объясняется влиянием ядерной структуры. Ширина распада q^6 -уровня зависит от структуры уровня и для $[s^6]$ - и $[s^4 p^2]$ -конфигураций по порядку величины равна $\Gamma \sim 10+30$ МэВ.

2. Установлена необходимость учета шестикварковых степеней свободы в электромагнитном формфакторе дейтрона при больших переданных импульсах. Выяснено, что в случае использования реалистических NN -сил вклад, обусловленный антисимметризацией волновой функции дейтрона по кварковым переменным, пренебрежимо мал и составляет менее пяти процентов. При $Q^2 \geq (2+3)(\text{ГэВ}/c)^2$ определяющую роль в формфакторах дей-

трона играют шестикварковые конфигурации. Вклад в формфактор дейтрона интерференции шестикваркового и нуклон-нуклонного каналов мал.

3. Построена теория кумулятивных адрон-ядерных реакций. Основу ее составляет концепция о многокварковых системах в ядрах и кварк-партоный механизм взаимодействия элементарных частиц. Показано, что детали механизма на кварковом уровне зависят от сорта кумулятивной частицы и кинематических условий эксперимента. Например, для кумулятивного пинообразования при $\theta_{\text{сцм}} \approx 180^\circ$ основной вклад дает механизм фрагментации кварков, а при $\theta_{\text{сцм}} \approx 90^\circ$ - механизм жестких столкновений. Теория объяснила известные закономерности кумулятивных реакций: импульсные распределения, относительные выходы различных типов кумулятивных частиц, A -зависимость спектров и т.д. и позволила сделать целый ряд предсказаний.

4. Предложена модель глубоконеупругого мюон-(лептон-)ядерного рассеяния. Установлено, что экспериментальные данные в области больших значений бьеркеновской масштабной переменной ($x > 1$) могут быть поняты только на основе теории многокварковых систем в ядрах. Выяснено, что ядерные пионные поля могут быть причиной наблюдаемого усиления структурных функций тяжелых ядер в области малых x ($x \leq 0,25$). Показана необходимость учета многокварковых состояний в ядрах при исследовании эффектов нарушения масштабной инвариантности: игнорирование вклада многокварковых систем приводит к уменьшению величины масштабного параметра квантовой хромодинамики, извлекаемого из данных по глубоконеупругому лептон-ядерному рассеянию в области $x \approx 1$.

5. Развита теория глубоконеупругого дейтрон-протонного рассеяния. Выяснено, что процессы возбуждения нуклонных резонансов в результате многократного кварк-кваркового рассеяния дают не более сорока процентов вклада в наблюдаемое сечение. Развита кварк-партоновая модель реакции и показано, что только с учетом q^6 -состояний в дейтроне можно получить качественное описание эксперимента.

6. Рассчитан спектр шестикварковых состояний дибарионного типа в энергетическом интервале 2+3 ГэВ. Рассмотрены все возможные состояния, разрешенные принципом Паули в $1s; 1p; 2s$ - оболочках. Установлено, что плотность q^6 -уровней велика, среднее расстояние между уровнями по порядку величины совпадает с шириной уровня. В то же время в системе странных ($S = -1$) q^6 -состояний в энергетическом интервале 2,1-2,3 ГэВ предсказаны изолированные уровни, которые можно рассматривать как кандидаты на роль узких резонансов в ΛN -системе.

7. Развита теория фрагментации в периферических ядро-ядерных столкновениях. Предсказана экспоненциальная зависимость выходов фрагментов от энергии перестройки фрагмента Q_{gg} -систематика. Выяснены

закономерности реакции перезарядки и установлено, что основной вклад в сечение перезарядки дают переходы с переворотом спина. Выполнены предсказательные расчеты образования гиперфрагментов, так, расчет эксклюзивного сечения образования гиперфрагмента ^{12}B при начальной энергии $E_0 \approx 5$ ГэВ/нуклон в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$ дает $\sigma \approx 0,18$ мкб. Установлено, что сечение фоторасщепления зависит от структуры сталкивающихся ядер, геометрических размеров, вероятностей соответствующих электромагнитных переходов, в среднем растет с ростом атомного веса налетающего иона, ростом заряда ядра мишени и увеличением начальной энергии. При $E_0 = 2,1$ ГэВ/нуклон для свинцовой мишени сечение фоторасщепления может составлять 30% от полного сечения фрагментации.

Апробация диссертации и публикации. Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, докладывались на Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна - 1978, 1981, 1984), Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976), Международных конференциях по физике высоких энергий и структуре ядра (Санта-Фе, США, 1975; Цюрих, 1977), Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976), Международном семинаре по экстремальным состояниям в ядрах (Дрезден, 1980), Всесоюзных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре ядра (Ташкент, 1977; Рига, 1979; Киев, 1982; Алма-Ата, 1984), Международных и Всесоюзных школах (Гемель, 1978; Алушта, 1980; Эриче (Италия), 1979; Дубна, 1982; МИЯФ 1980, 1981). По теме диссертации опубликовано 33 работы в советской и зарубежной печати.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и пяти приложений; содержит 230 страниц машинописного текста, включая 14 таблиц, 60 рисунков, библиографический список литературы из 223 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко изложена постановка физической задачи и дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем.

Первая глава посвящена построению теории многокварковых систем в ядрах. В § 1.1 сформулирована постановка задачи. В § 1.2 построена теоретическая модель, учитывающая сильную связь многокваркового и нуклонного каналов. Задача ставится таким образом, что к известной ядерной волновой функции с размороженными трехкварковыми кластерами - нуклонами добавляется еще многокварковая, соответствующая распределению кварков внутри единого объема (многокваркового мешка), которая формируется микроскопическим кварковым взаимодействием V_q , изве-

стным из физики элементарных частиц. Взаимное влияние этих двух каналов определяется кварк-нуклонным взаимодействием, которое строится на основе определенных модельных предположений. В случае двух взаимодействующих нуклонов волновая функция системы имеет вид

$$\psi = \hat{A}(\phi_1 \phi_2 \varphi(\vec{r})) + \sum_{\lambda} c_{\lambda} \psi_{\lambda}(q). \quad (1)$$

Здесь ψ_{λ} - собственные функции q^6 -системы (в конкретной модели - гауссовские функции с радиусом qq -взаимодействия порядка 0,5 фм), \hat{A} - оператор антисимметризации кварков, принадлежащих разным кластерным функциям ϕ_1 и ϕ_2 . Амплитуды q^6 -состояний c_{λ} и функции относительного движения нуклонов $\varphi(r)$ определяются путем решения системы связанных уравнений

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U - \epsilon\right) \varphi(z) = -\sum_{\lambda} c_{\lambda} \tilde{D}_{\lambda}(z) \quad (2)$$

$$-c_{\lambda} (E_{\lambda} - E) = \int dz \varphi(z) \tilde{D}_{\lambda}^*(z). \quad (3)$$

Здесь $\epsilon = E - 2M$ и m - приведенная масса нуклонов. Взаимодействие между каналами определяется функцией

$$\tilde{D}_{\lambda} = (E_{\lambda} - E) \langle \phi_1 \phi_2 | \psi_{\lambda} \rangle + \langle \phi_1 \phi_2 | V_{qN} | \psi_{\lambda} \rangle.$$

В случае ортогональных каналов \tilde{D}_{λ} определяется только вторым слагаемым. Взаимодействие V_{qN} определяется как разность кваркового взаимодействия q^6 -системы $V_q = \sum_{i>j} V_{qq}(ij)$ и феноменологического NN -взаимодействия в области вне кора NN -сил:

$$V = \theta(z-z_0) [V_M + \sum_{i>j=1}^3 V_{qq}(ij) + \sum_{i>j=4}^5 V_{qq}(ij)], \quad V_{qN} = V_q - V.$$

Проведено исследование полученной системы уравнений и входящих в нее эффективных взаимодействий U и D_{λ} . Отметим, что обычная ядерная физика основана на уравнении для нуклонного канала (2) с правой частью, равной нулю.

В § 1.3 рассчитаны примеси q^6 -состояний в дейтроне. При этом использован факт, что $|c_{\lambda}|^2 \ll 1$. Тогда правая часть уравнения (2) пренебрежимо мала, система (2), (3) расщепляется, и для расчета амплитуд c_{λ} мы приходим к выражению $c_{\lambda} = -\int dz \tilde{D}_{\lambda}^*(z) \varphi(z) / (E_{\lambda} - E)$. Теперь уже $\varphi(z)$ есть обычная функция дейтрона, которая определяется заданием "реалистического" нуклон-нуклонного потенциала $V_{NN} = V_N$. В конкретных расчетах были использованы потенциалы Рейда с твердым ко-ром (RHC), Ломона-Фешбаха (LF) и Хьюлтена (H). Для шестикварковой конфигурации с кварками в 3^6 -оболочке было получено: $c_{\lambda}(3^6) =$

$= -0,37 (H); -0,147 (RHC); -0,132 (LF)$, в то время как для $3^4 p^2$ -конфигурации: $c_{\lambda} = 0,26 (H); 0,21 (RHC); 0,18 (LF)$. Видно, что величина и знак c_{λ} зависят от конфигурации. Суммарная вероятность двух конфигураций $c^2 = c^2(3^6) + c^2(3^4 p^2)$ равна $6,6 \cdot 10^{-2}$, что, в общем, согласуется с обработкой данных по упругому eD - , глубокоупругому Dp -рассеянию и кумулятивным процессам.

В § 1.4 рассчитаны ширины q^6 -состояний в нуклон-нуклонном рассеянии. Специфика решения системы уравнений (2) и (3) в области непрерывного спектра $\epsilon > 0$ состоит в том, что вблизи резонанса $E \sim E_{\lambda}$ малость величин $(E - E_{\lambda})$ в левой части уравнения (3) должна компенсироваться большим (вообще говоря, комплексным) c_{λ} . Поэтому нельзя пренебрегать правой частью уравнения (2). Тем не менее с помощью аппроксимации $\tilde{D}_{\lambda} = \eta_{\lambda} \delta(z - z_0)$ система уравнений (2), (3) может быть решена в общем случае, а именно:

$$\varphi_e = \chi_e + 2m c_{\lambda} \eta_{\lambda} G_e^{(+)}(z, z_0), \quad c_{\lambda} = -\frac{\eta_{\lambda}^* \chi_e(z_0)}{(E_{\lambda} - E) + 2m i \eta_{\lambda}^2 G_e^{(+)}(z_0, z_0)},$$

$$\varphi_e \sim \frac{i}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\delta_e} (e^{-ikz} - S_R e^{2i\delta_e} e^{ikz}) |_{z \rightarrow \infty},$$

резонансная часть матрицы рассеяния имеет вид $S_R = \frac{E_{\lambda} - E - \delta E_{\lambda} + i\Gamma_{\lambda}/2}{E_{\lambda} - E - \delta E_{\lambda} - i\Gamma_{\lambda}/2}$,

где ширина резонанса $\Gamma_{\lambda} = 2 \frac{m\hbar}{k} |\eta_{\lambda}|^2 |\chi_e(z_0)|^2$ зависит от типа q^6 -конфигурации, а численные оценки приводят к величинам $\Gamma(3^6) \approx 29$ МэВ, $\Gamma(3^4 p^2) \approx 9,3$ МэВ.

В § 1.5 сделаны расчеты примеси многокварковых (q^9 -, q^{12} - и т.д.) состояний в ядрах. При этом был использован тот факт, что амплитуды примеси c_A ($A = 3, 4$) определяются, главным образом, перекрытием волновой функции q^{3A} -состояния и внешней A -нуклонной функцией ψ_{ext}^A . Получено замкнутое аналитическое выражение для расчета $|c_A|^2$. Расчет показывает экспоненциальное, примерно на порядок величины убывание $|c_A|^2$ при переходе от q^6 -к q^9 - и соответственно от q^9 -к q^{12} -состояниям и резкое, на пять-шесть порядков величины убывание при переходе от q^{12} -к q^{15} , которое вызвано действием принципа Паули.

В § 1.6 приведены основные результаты первой главы.

Во второй главе исследуется проявление шестикварковой структуры в зарядовом F^C и квадрупольном F^Q факторах дейтрона. При этом используется модель, развитая в первой главе, которая при малых переданных импульсах Q^2 допускает обычную двухнуклонную интерпре-

тацию дейтрона, а при больших Q^2 оперирует с дейтроном как шестикварковым объектом.

В § 2.1 сформулирована постановка задачи. В § 2.2 исследуется вклад в формфакторы дейтрона, обусловленный антисимметризацией волновой функции дейтрона по кварковым переменным (F_e^c, F_e^q) . Обменные формфакторы имеют вид

$$F_e^c(Q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p(Q^2/2) [I_{00}^{c(+)} + I_{22}^{c(+)}] + \frac{2}{3} F_p(3Q^2/4) [I_{00}^{c(-)} + I_{22}^{c(-)}] \right\}$$

$$F_e^q(Q^2) = B \left\{ \frac{1}{3} F_p(Q^2/2) [2I_{20}^{q(+)} - I_{22}^{q(+)}] + \frac{2}{3} F_p(3Q^2/4) [2I_{20}^{q(-)} - I_{22}^{q(-)}] \right\}$$

Здесь $F_p(Q^2)$ - зарядовый формфактор протона;
 $B = (3/64) (\Omega/2)^{3/2}$, $\Omega = 1$ (ГэВ/с)².
 Для обменных интегралов $I_{LL'}^{e(c)}$ получена формула

$$I_{LL'}^{e(c)} = 4\pi \sum \hat{\lambda} (\hat{\ell}_1 \hat{\ell}_2 \hat{\ell} / \hat{L}) (\pm i)^{\ell_1 \ell_2} \left\{ \begin{matrix} \ell_1 \lambda \ell \\ L' \ell \ell_1 \end{matrix} \right\} c_{\ell_1 \lambda}^{L'} c_{\ell_2 \lambda}^L c_{\ell \ell_2}^L \int d\tau d\tau' \tau \tau' \varphi_2(\tau) \varphi_1(\tau') \exp(-\frac{5\Omega}{32} (\tau^2 + \tau'^2)) j_{\ell_1}(\frac{3}{18} Q\tau) j_{\ell_2}(\frac{3}{18} Q\tau') j_{\lambda}(\frac{3\Omega}{16} \tau \tau')$$

где i_{λ} - сферические функции Бесселя мнимого аргумента, $\varphi_0 = u(\tau)$, $\varphi_2 = w(\tau)$ ($u(\tau)$ и $w(\tau)$ - радиальные функции S и D -состояний дейтрона; $C_{LL'}^{\pm} = \langle 10L'010 \rangle$). Расчет обменных членов проведен для трех реалистических потенциалов: Рейда с мягким кором (RSC), RHC и парижского (P). Отношение

$$R = ((F^c + F_e^c)^2 + (F^q + F_e^q)^2) / ((F^c)^2 + (F^q)^2),$$

представленное на рис. 1, показывает, что вклад обменных членов в сечение составляет всего несколько процентов при всех Q^2 . При этом для потенциалов RSC и P он не превышает 5%. Видимо, сами реалистические потенциалы таковы, что наличие в них кора имитирует вклад обменных членов. Таким образом, их явный учет не вносит существенных изменений и не позволяет заметно улучшить согласие теории с экспериментом.

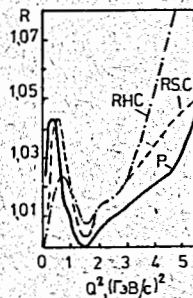


Рис. 1.
 Вклад обменных формфакторов в сечение eD -рассеяния без учета $6q$ -конфигураций.

В § 2.3 исследуется вклад истинных шестикварковых состояний в дейтроне. Используя двухканальную волновую функцию и пренебрегая вкладом обменных членов, получаем следующее выражение для формфактора:

$$F_{NN'} = (F^c + c_q^2 F_q^c + 2c_q F_{int}^{c \rightarrow q}) \delta_{NN'} - (F^q + 2c_q F_{int}^{q \rightarrow c}) S_{NN'},$$

где $S_{NN'} = (-)^{N'} \langle 1M1-N'12M \rangle Y_{2\mu}^*(\hat{q})$, $F_{int}^{c \rightarrow q}$ - интерференционные формфакторы возникают из-за перекрытия волновых функций NN и q^6 -каналов. F_q^c - формфактор q^6 -системы рассчитан в модели релятивистского гармонического осциллятора и имеет автомодельную асимптотику: $F_q^c(Q^2) \sim Q^{-10}$ ($Q \rightarrow \infty$) в соответствии с правилами кваркового счета. В результате проведенного анализа выяснено, что q^6 -состояния играют определяющую роль при больших переданных импульсах ($Q^2 > 2$ (ГэВ/с)²). Вклад интерференционных членов мал. Это иллюстрируется на рис. 2, где показан расчет и сравнение с экспериментом

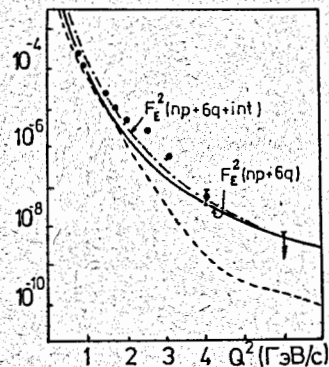


Рис. 2.
 Расчет и сравнение с экспериментом квадрата электрического формфактора $F_E^2 = (F^c)^2 + (F^q)^2$. Пунктир - без учета q^6 -конфигураций, сплошная - с учетом q^6 -конфигураций, но без учета интерференции между q^6 и NN -каналами, штрихпунктир - с учетом q^6 -конфигураций и интерференции.

квадрата электрического формфактора $F_E^2 = (F^c)^2 + (F^q)^2$. Расчет выполнен при значении $|c_q^c|^2 = 0,07$.

В § 2.4 приведены основные результаты второй главы и выводы.

Третья глава посвящена разработке теории кумулятивных адрон-ядерных реакций. В § 3.1 приведены основные экспериментальные закономерности кумулятивных реакций и сформулирована постановка задачи.

В § 3.2 исследованы возможности методов традиционной ядерной физики (учет многократного перерассеяния, внутриядерного движения нуклонов, эффектов релятивизации) для объяснения кумулятивных реакций. Ответ, полученный здесь - отрицательный, именно: методы традиционной ядерной физики не могут объяснить наблюдаемые закономерности.

В § 3.3 развивается феноменологическая модель кумулятивных реакций, основанная на идее о существовании в ядре многобарионных конфигураций ("флуктонов"), как флуктуаций ядерной плотности, в сконцентрированных малых объемах V_f . Вероятность найти в ядре флуктон массы

$M_k = kM$ оценивалась по классической теории флуктуаций идеального газа $\beta_k^A \sim \binom{A}{k} (V_f/V_0)^{k-1} \sim A (V_f/V_0)^{k-1}/k!$, где $A V_0$ - объем всего ядра, V_0 - объем нуклона. Налетающий адрон взаимодействует с такой флуктуацией как с единой системой массы M_k . Тогда, например, сечение пинообразования в реакции $p+A \rightarrow \pi + \dots$ в импульсном приближении имеет вид

$$E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dP_{\pi}}^{pA \rightarrow \pi} = \sum_k \beta_k^A \int [E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dP_{\pi}}(p+f(\vec{k}) \rightarrow \pi + \dots)] \omega_k(\vec{k}) d\vec{k},$$

где вероятность импульсного распределения флуктонов связана с ядерной плотностью $\rho(R)$: $\omega_k(\vec{k}) = (A V_0)^{k-1} \int (\rho(\vec{r}))^{k-1} e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{r}$, а для получения качественного результата для инвариантного $p + \text{флуктон} \rightarrow \pi + \dots$ сечения было взято сечение $pN \rightarrow \pi + \dots$ реакции, параметризованное как функция масштабной переменной $x(\vec{k}) = P_{\pi} / P_{\pi, \text{max}}(\vec{k})$. Модель позволила на качественном уровне понять основные закономерности кумулятивных реакций - A -зависимость спектров, импульсные распределения, относительные выходы различных частиц и послужила основой для построения теории кумулятивных процессов на кварковом уровне.

В § 3.4 развит кварк-партоновый механизм кумулятивных реакций. Кумулятивные частицы образуются в результате столкновения кварков налетающего адрона с кварками МКС ядра A . Распределения валентных q_v - и морских q_s - кварков в МКС в модели имеют вид

$$x q_{v/k}(\alpha) = 3k \Gamma(\delta_{v/k} + \frac{3}{2}) / (\Gamma(\frac{3}{2}) \Gamma(\delta_{v/k} + 1)) \sqrt{x(1-x)}^{\delta_{v/k}}, \quad x q_{s/k} = A_s (\delta_{s/k} + 1) (1-x)^{\delta_{s/k}}, \quad (4)$$

$$\delta_{v,s/k} = \delta_{v,s/N} + \delta^{\dagger} 6(k-1),$$

где $\delta_{v,s/N}$ - характеризует распределение кварков в нуклоне, а $\delta^{\dagger} < 1$ - параметр модели, учитывает режим предасимптотики. В реакцию дают вклад много фундаментальных кварковых диаграмм - "микропроцессов". Однако в определенных кинематических областях удается выделить доминирующие подпроцессы: реакции с малыми поперечными импульсами $p_{\perp} \sim 0$ и реакции с большими $p_{\perp} \sim \sqrt{s}/2$.

В § 3.5 развита теория кумулятивных реакций с малыми p_{\perp} . В этом случае основным подпроцессом является фрагментация кварков с последующей рекомбинацией в наблюдаемый адрон. Сечение реакции определяется импульсным распределением валентных кварков $q_{v/k}(\alpha)$ в МКС, например, для реакции $pA \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ имеем

$$E_{\pi} \frac{d^3\sigma}{dP_{\pi}} = \sum_k \beta_k^A C_k(x_k) q_{v/k}(x_k), \quad \text{где } x_k = x/k,$$

x - масштабная переменная, учитывающая массовые поправки, $C_k(x)$ - слабозависящая от x и k функция, которая определяется деталями механизма "фрагментации-рекомбинации". В качестве примера на рис. 3 приведен расчет и сравнение с экспериментом $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ реакции. Кривая 1 - учет релятивистского фермиевского движения нуклонов в поле "парижского" потенциала, кривые 2,3 - расчет с учетом 5% примеси q^6 -компоненты в волновой функции дейтрона: $2-E_0=9,09$ ГэВ, $3-E_0=70$ ГэВ. На рис. 4 приведен расчет и сравнение с экспериментом отношения сечений $p^{208}Pb \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ и $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ реакций. Резкий подъем отношения при $x > 1$ определяется обращением

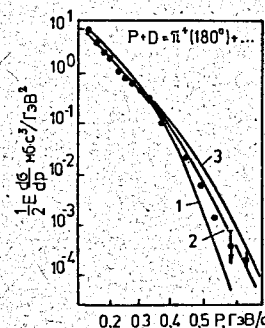


Рис. 3. Кумулятивная $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ реакция.

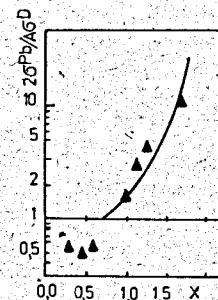


Рис. 4. Отношение сечений $p^{208}Pb \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ и $pD \rightarrow \pi^+(180^\circ) + \dots$ реакций.

в нуль сечения pD -реакции при $x \rightarrow 2$ и наличием в тяжелом ядре многокварковых q^2, q^{12} -состояний. Рассмотрены также другие процессы с малыми p_{\perp} : $pA \rightarrow p$ - реакции, и отношения выходов K^+, K^- -мезонов. Показана необходимость учета МКС в ядрах.

В § 3.6 исследованы реакции с большими поперечными импульсами. Здесь основными подпроцессами являются жесткие столкновения кварков МКС и налетающего адрона с последующей рекомбинацией перерассеянного кварка в наблюдаемый адрон. Показано, что сечение кумулятивных реакций при больших p_{\perp} отличается от соответствующих сечений при малых p_{\perp} , а именно предсказывается гораздо более сильное убывание инвариантных сечений с ростом x_{\perp} ($x_{\perp} \approx 2p_{\perp}/\sqrt{s}$) и изменение относительного выхода кумулятивных частиц разного типа. Например, вместо

$$R^{p/\pi^+}(180^\circ) = \sigma_{(180^\circ)}^{pA \rightarrow p} / \sigma_{(180^\circ)}^{pA \rightarrow \pi^+} \sim 100 \quad \text{имеем} \quad R^{p/\pi^+}(90^\circ) \sim 1.$$

На рис. 5 приведен предсказательный расчет кумулятивной $p+A \rightarrow$

-- $\pi^+(90^\circ_{cm}) + \dots$ - реакции. Эксперимент пока ограничен значением $x_1 \sim 0,7$, где учет МКС в ядрах носит характер поправки, расчет при $x_1 > 0,8$ носит предсказательный характер.

В § 3.7 приведены основные результаты третьей главы.

В четвертой главе развивается теория глубоконеупругого рассеяния мезонов (лептонов) атомными ядрами. Глубоконеупругое рассеяние мезонов при больших значениях бьеркеновской масштабной переменной $x > 1$ является частным случаем кумулятивных реакций. Однако из-за отсутствия неопределенностей, связанных с механизмом взаимодействия, эти реакции позволяют непосредственно определять импульсное распределение кварков в ядре. В § 4.1 сформулирована постановка задачи. В § 4.2 развита модель для описания структурных функций ядер в кумулятивной области. Предполагается, что в структурную функцию при $x < 1,4$ наряду с нуклонами дают вклад q^6 -системы. Структурная функция μA - рассеяния определяется двумя слагаемыми: $F_2^A(x) = (1 - P_2^A) F_2^N(x) + P_2^A F_2^q(x)$, где P_2^A - вероятность q^6 системы в ядре: $P_2^A/k = \beta_k^A/A$, $F_2^q(x)$ - вклад структурной функции q^6 -системы, а $F_2^N(x)$ учитывает вклад фермиевского движения нуклонов в ядре:

$$F_2^N(x) = \frac{1}{A} \int_x^A F_2^N(\frac{x}{\alpha}) W_A^N(\frac{x}{\alpha}) d\alpha,$$

где $W_A^N(z)$ - импульсное распределение нуклонов в ядре. Расчеты показали, что q^6 -системы дают определяющий вклад в структурную функцию ядра в области $1 \leq x \leq 1,4$. Однако их учета недостаточно для описания наблюдаемого поведения отношения $R^{A/D} = F_2^A/F_2^D$ (EMC-эффект) в области $0 \leq x \leq 0,7$.

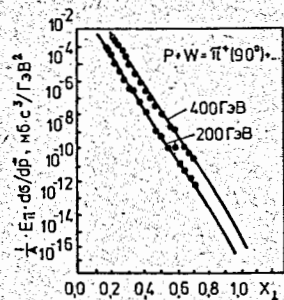


Рис. 5.
Кумулятивная $p+W \rightarrow \pi^+(90^\circ \text{ см}) + \dots$ - реакция.

В § 4.3 исследована роль мезонных полей в структурной функции ядра. В общем случае структурная функция ядра имеет следующий вид:

$$F_2^A(x) = (1 - P_2^A) F_2^N(x) + P_2^A F_2^q(x) + F_A^T(x).$$

Последнее слагаемое есть вклад мезонных обменных токов, которые отличны от нуля в области относительно малых x . Этот вклад пропорционален "эффективному числу" мезонов в ядре, которое рассчитано с помощью современных моделей ядра. Это число зависит от значения параметра ρ_c - "критической ядерной плотности", который определяет фазовый переход ядерного вещества из нуклонной фазы в мезонный конден-

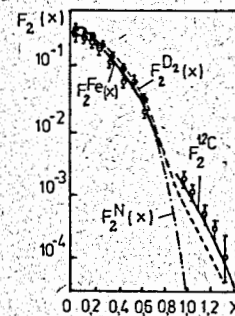


Рис. 6.
Расчет и сравнение с экспериментом структурных функций тяжелого ядра (сплошная кривая) и дейтрона (пунктир).

сат. По современным оценкам величина ρ_c в несколько раз превышает нормальную ядерную плотность $\rho_0 = 0,16 \text{ фм}^{-3}$. Тем не менее теория предсказывает некоторое усиление пионных полей в тяжелых ядрах по сравнению с легкими, которое может быть реальным кандидатом на объяснение наблюдаемого усиления структурной функции железа относительно структурной функции дейтрона в области малых x . В конкретных расчетах параметры в F^N и F^q выбирались так, чтобы описать дейтронные данные. При расчете было использовано дополнительное условие $\langle x q^D(x) \rangle = \langle x q^A(x) \rangle$, которое означает сохранение импульса, переносимого кварками, и приводит к тому, что из-за присутствия мезонных полей в тяжелых ядрах соответствующие распределения кварков в нуклонах и шестикварковых системах несколько перенормируются. Этот эффект приводит к минимуму отношения $R^{A/D} = F_2^A(x)/F_2^D(x)$ при $x \sim 0,7$ и подъему при $x \sim 1$. Подъем в области больших x ($x \sim 1$) главным образом вызван увеличением вероятности $P_2^A(q^6)$ в тяжелых ядрах, по сравнению с дейтроном. На рис. 6 приведен расчет и сравнение с экспериментом $F_2^{Fe(D)}(x)$.

В § 4.4 исследуется вклад МКС в эффекты нарушения масштабной инвариантности. Интересно выяснить, насколько эти эффекты усиливаются или ослабляются в МКС, что в свою очередь может дать новую информацию о хромодинамической константе Λ . Функциональная зависимость

структурной функции от Q^2 находилась из приближенного аналитического решения эволюционных хромодинамических уравнений Липатова-Альтарелли-Паризи, которое в пределе $x \rightarrow 1$ является точным:

$$xq_i(x, Q^2) = xq_i(x, Q_0^2) (\tau/\tau_0)^{\alpha_i} [(1-x)/(1+\beta_i)]^{\bar{\beta}_i},$$

$$\tau = \ln(Q^2/\Lambda^2), \tau_0 = \ln(Q_0^2/\Lambda^2), \bar{\beta}_i = 0.64 \ln(\tau/\tau_0),$$

где $q_i(x, Q_0^2)$ - распределения в точке $Q^2 = Q_0^2$ определены в (4).

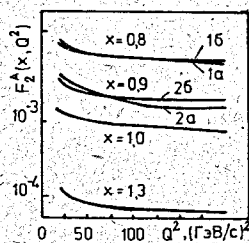


Рис. 7.

Q^2 -зависимость структурной функции ядра углерода.

На рис. 7 изображена Q^2 -зависимость структурной функции ядра при различных фиксированных x . Все кривые, за исключением 1а и 2а, рассчитаны при $\beta_2^A = 0,14$. Кривые 1а и 2а рассчитаны при $\beta_2^A = 0$, т.е. без учета q^6 -примесей, причем для удобства кривые 1а, 1б и 2а, 2б нормированы в точке $Q^2 = Q_0^2$. Видно, что эффект нарушения скейлинга без учета q^6 -примесей сильнее. Это означает, что если извлекать масштабный параметр из данных по структурным ядерным функциям в области $x \sim 1$, то пренебрежение q^6 -состояниями даст заниженное значение Λ .

В § 4.5 сформулированы основные результаты четвертой главы.

В пятой главе проведен теоретический анализ глубоконеупругого рассеяния дейтронов протонами.

В § 5.1 сформулирована постановка задачи.

В § 5.2 и § 5.3 исследуется резонансный механизм глубоконеупругих $pp \rightarrow pX$ и $Dp \rightarrow DX$ реакций, т.е. механизм, когда в результате многократного рассеяния кварков налетающей частицы и мишени в мишени возбуждаются нуклонные резонансы, распадающиеся в нерегистрируемый канал X . При этом учитывается возбуждение четырех резонансов: $N^* 1470$,

$N^* 1520$, $N^* 1535$, $N^* 1690$. Рассмотрение § 5.2 основывается на нерелятивистской кварковой модели, в § 5.3 использовались релятивистские волновые функции нуклонов и нуклонных резонансов, рассчитанные в модели релятивистского гармонического осциллятора. Оказалось, что использование релятивистских функций приводит к сильной перенормировке параметров амплитуды кварк-кваркового взаимодействия по сравнению с нереля-

тивистскими. Однако в итоге расчет привел к одному результату: вклад резонансного механизма мал и составляет менее 40%.

В § 5.4 исследуется вклад нерезонансных процессов. Предполагается, что основной вклад в сечение дает упругое рассеяние налетающей частицы кварком мишени. Сечение $Dp \rightarrow DX$ реакции имеет вид

$$d\sigma/dtdM_x = (d\sigma/dt)_{qq} / 18 S_D(t)^2 |dx/dM_x| \sum_i q_i(x),$$

где $(d\sigma/dt)_{qq}$ - сечение упругого кварк-кваркового рассеяния, $S_D(t)$ - формфактор дейтрона, рассчитанный во второй главе, $q_i(x)$ - импульсное рассеяние кварков в протоне (мишени), M_x - недостающая масса, связана с x соотношением $x = 1/(1 + (M_x^2 - M^2)/Q^2)$.

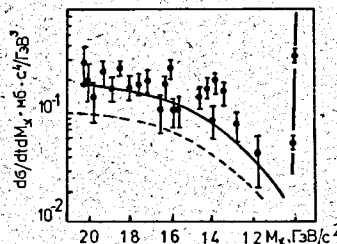


Рис. 8.

Расчет и сравнение с экспериментом дифференциального сечения $Dp \rightarrow DX$ реакции. Пунктир - без учета примеси q^6 -состояний в дейтроне, сплошная - с учетом.

На рис. 8 приведен расчет и сравнение с экспериментом сечения $Dp \rightarrow DX$ - реакции. Согласие с экспериментом можно получить лишь с учетом q^6 -примеси в формфакторе дейтрона.

В § 5.5 приведены основные результаты пятой главы.

В шестой главе дан теоретический анализ спектра шестикварковых состояний в интервале 2,2-3,1 ГэВ, в котором ведется интенсивный поиск дибарионных резонансов.

В § 6.1 сформулирована постановка задачи.

В § 6.2 исследуется структура волновых функций шестикварковых состояний. Основу рассмотрения составляет теоретико-групповой подход. При этом исследовалась структура нестранных шестикварковых состояний с изотопическим спином $I=0,1$ и странных ($s=-1$) с $I=1/2$.

В § 6.3 проведен расчет спектра масс дибарионов. Основные результаты, полученные здесь, можно сформулировать следующим образом.

Спектр дибарионов лежит очень высоко по энергии E , в области 200-300 МэВ и больше над массой пары нуклонов. Таким образом, дейтрон есть не $6q$ -система, а преимущественно $(3q+3q)$ -система. Разность $E_1 - 2M = v_c \approx 200+300$ МэВ как раз и определяет порядок величины кора, или барьера, который разделяет две фазы в ядре - нуклонную и кварковую.

s^6 -пространственная конфигурация кварков не имеет серьезных преимуществ перед другими $s^4 p^2$ и $s_1^2 s_2^2$ -конфигурациями. Это дает

основание говорить об узлах в волновой функции NN -рассеяния на малых расстояниях.

Плотность состояний дибариона сравнительно велика, поэтому вполне вероятно, что резонансы в каналах будут перекрываться. Вместе с тем спектры странных Q^6 -состояний по сравнению со спектрами нестранных имеют ряд особенностей, в частности, в P -, D - парциальных волнах NN -системы имеются изолированные уровни, которые могут быть кандидатами на роль узких дибарионов в NN -системе.

В § 6.4 приведены основные выводы второй главы.

В седьмой главе развита теория фрагментации релятивистских тяжелых ионов в периферических столкновениях с ядрами мишеней.

В § 7.1 дана постановка задачи. В § 7.2 сформулирована двухстадийная модель фрагментации. На первой стадии релятивистский ион возбуждается до энергии E^* (он может также отдать часть нуклонов) и продолжает двигаться со скоростью, близкой к первоначальной. На второй стадии ион распадается на лету, испуская соответствующие фрагменты. Сечение выхода фрагмента в канал (i) согласно статистической теории распада определяется соотношением $G(i) \sim \exp(Q_{gg}^i/T)$, где $Q_{gg}^i = M_{ion} - M_{fz} - M_z(i)$ — энергия реакции, выделяемая в канале развала (i) с выходом фрагмента массы M_{fz} и $M_z(i)$ — массой остальных продуктов реакции, T — температура возбуждения иона. Предложенный экспоненциальный закон (Q_{gg} -систематика) успешно описал полученные позднее экспериментальные данные по относительным выходам изотопов, что явилось подтверждением справедливости модели.

В § 7.3 исследуются реакции перезарядки релятивистских тяжелых ионов. В модели многократного рассеяния получено выражение для сечения перезарядки, найден явный вид структурных факторов, влияющих на вероятность процесса, исследованы спиновые эффекты. Показано, что сечения чувствительны к поведению волновых функций вблизи поверхности ядра. Выяснено, что если правилами отбора одновременно разрешены переходы с переворотом и без переворота спина, то основной вклад в сечение перезарядки дают переходы с переворотом спина. Этот результат является общим и определяется как поведением элементарной амплитуды в NN -столкновении, так и наличием ядерных факторов. Получено удовлетворительное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

В § 7.4 рассчитано сечение образования быстрых гиперядер в реакциях с релятивистскими ионами. Расчет основан на модели, развитой в § 7.3. Рассмотрена конкретная реакция $^{12}C + ^{12}C \rightarrow ^{12}B + X$ в зависимости от начальной энергии и типов переходов. Показано, что вероятность образования гиперядер быстро растет с ростом начальной энергии

от $E_0=2$ ГэВ/нукл. до $E_0=5$ ГэВ/нукл; при дальнейшем увеличении начальной энергии скорость роста вероятности уменьшается. При $E_0=5$ ГэВ/нукл. расчет приводит к величине сечения $\sigma \approx 0,18$ мб.

В § 7.5 построена теория кулоновского механизма фрагментации релятивистских ионов. Получено выражение для сечения кулоновского возбуждения ядер, анализируются основные закономерности поведения сечения: зависимость от начальной энергии, структуры ядер, от заряда ядра-мишени и т.д. Показано, что сечение определяется вероятностью фотопоглощения в данном ядре и числом "эквивалентных" фотонов. Показано, что в ультрарелятивистском пределе полученные выражения для вероятности кулоновского возбуждения переходят в классическую формулу Вильямса-Вайцзекаера. Рассмотрена возможность использования кулоновского механизма для возбуждения и исследования высоколежащих ядерных состояний.

Исследуется вклад кулоновского механизма в реакциях типа $A \rightarrow A-1$. Показано, что основной вклад в таких процессах дает возбуждение в ионе состояний гигантского E1-резонанса с последующим распадом в наблюдаемый канал. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Типичные результаты приведены на рис. 9. Сравнение численных расчетов с экспериментальными данными показало, что вклад кулоновского механизма в отдельных случаях достигает 30% от полного сечения фрагментации.

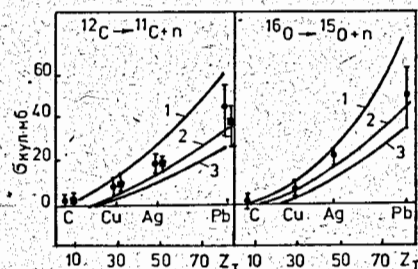


Рис. 9.

Зависимость сечения кулоновской фрагментации от начальной энергии. Кривая 1 — $E_0=5$ ГэВ/нукл, кривая 2 — $E_0=2,1$ ГэВ/нукл, кривая 3 — $E_0=1,05$ ГэВ/нукл.

Исследуется кулоновское расщепление ионов углерода на три альфа-частицы. Рассчитано полное сечение процесса в зависимости от начальной энергии и заряда ядра-мишени. Показано, что относительный вклад кулоновского механизма в полное сечение расщепления релятивистских ионов углерода на три альфа-частицы может доходить до 10%.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

В приложении А приведен метод расчета обменных интегралов.

В приложении Б описана техника вычисления генеалогических коэффициентов и расчет вкладов остаточных кварк-глюонных взаимодействий в массы Q^6 -систем.

В приложении В исследованы амплитуды перезарядки в NN -взаимодействии.

В приложении Г приведены матричные элементы переходов в реакциях перезарядки.

В приложении Д приведен явный вид релятивистских кулоновских радиальных интегралов.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. Six-Quark Admixture in Two-Nucleon Systems.-Zeit.Phys.A. Atoms and Nuclei, 1984, 316, p. 331-339.
Шестикварковые примеси в двухнуклонных системах.- Дубна, 1982,- 17 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-82-913).
2. Лукьянов В.К., Титов А.И., Доркин С.М.. О существовании многобарионных конфигураций - флюктонов в атомных ядрах.- Дубна, 1978,- 6 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-II049).
3. Лукьянов В.К., Резник Б.Л., Титов А.И. О вероятности шестикварковых конфигураций в дейтроне.- Дубна, 1979,- 6 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-12754).
4. Лукьянов В.К., Титов А.И. О возможности существования многокварковых конфигураций в ядрах.- В кн.: Труды Международной школы по структуре ядра. ОИЯИ, Дубна, 1980, Д4-80-385, с. 357-376.
5. Lukyanov V.K., Titov A.I. Quark-Nuclear Exotics.- in: Proc. Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, v. 2, Dresden, 1980, p. 60-76.
6. Lukyanov V.K., Titov A.I. Multiparticle Core in Nuclei.- In: Few Body Systems and Nuclear Forces. Ed. H.Zingl. a.o. Berlin, Springer-Verlag, 1978, p. 397-400.
7. Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. The Six-Quark State Widths in the Nucleon-Nucleon Scattering.- Дубна, 1980,- 6 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: E2-80-43).
8. Лукьянов В.К., Титов А.И. Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флюктонов в ядрах.- ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815-849.
9. Доркин С.М., Резник Б.Л., Титов А.И. Структура спектра шестикварковых состояний.- ЯФ, 1982, 36, с. 1244-1257.
10. Burov V.V., Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. On the Six-Quark Structure in the Deuteron Form-Factor.- Zeit. Phys. A. Atoms and Nuclei; 1982, 306, p. 149-154.

О шестикварковой структуре в формфакторе дейтрона. Дубна, 1981,- II с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-81-621).

- II. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Многокварковые системы в ядерных процессах.- ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1249-1295.
12. Буров В.В., Лукьянов В.К., Резник Б.Л., Титов А.И. Флуктуация ядерной плотности и рассеяние электронов большой энергии.- ЯФ, 1978, 28, с. 321-329.
13. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. Large Momentum Pion Production in Proton-Nucleus Collision and the Idea of "Fluctuons" in Nuclei.- Phys. Lett., 1977, 67B, p. 46-49.
О реакциях кумулятивного образования пионов в протон-ядерных столкновениях.- Дубна, 1976,- 10 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-9570).
14. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Проявление кварковых степеней свободы в ядрах. В кн.: Труды VII Межд. сем. по проблемам физики высоких энергий ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с. 124-134.
15. Блохинцев Д.И., Ефремов А.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Представление о флюктонах и передача большого импульса сложным системам.- В кн. Труды У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-12036. Дубна, 1978, с. 288-299.
16. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. О кумулятивном образовании пионов в ядерных столкновениях. В кн.: Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Дубна, 1976, Д-9920, с. 432-443.
17. Буров В.В., Титов А.И. О роли фермиевского движения в образовании высокоэнергетических пионов в протон-дейтронных столкновениях.- Дубна, 1975,- 8 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-9426).
18. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. Многокварковые степени свободы в кумулятивных адрон-ядерных реакциях.- Дубна, 1984,- 15 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-84-560).
19. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. О механизме реакций кумулятивного рождения частиц в протон-ядерных столкновениях.- Дубна, 1977,- 15 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-10927).
20. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. О возможном существовании флюктонов в ядрах.- Изв. АН Сер. физ., 1978, 42, с. 38-46.
21. Титов А.И. Многокварковые состояния в глубоконеупругом рассеянии мюонов ядрами.- ЯФ, 1983, 38, с. 1582-1585.
22. Титов А.И. Кварковые распределения тяжелых атомных ядер. ЯФ, 1984, 40, с. 76-84.
23. Титов А.И. Многокварковые системы в ядрах. Дубна, 1984,- 14 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-84-50).

24. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. Глубокоупругое дейтрон-протонное рассеяние и кварковая структура дейтрона.- Дубна, 1982,- 12 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-82-81).
25. Доркин С.М., Каптарь Л.П., Титов А.И. Глубокоупругое дейтрон-протонное рассеяние.- Дубна, 1984,- 14 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-84-95). ЯФ, 1985, 41, с.512-520.
26. Бажанский И.И., Доркин С.М., Титов А.И. Спектр масс странных дибарионов.- Дубна, 1984,- 15 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-84-755).
27. Lukyanov V.K., Titov A.I. On a fragmentation mechanism of relativistic heavy ions.- Phys. Lett., 1975, 57B, p. 10-12.
О механизме фрагментации релятивистских тяжелых ионов. Дубна, 1975,- 9 с. (Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-8528).
28. Лукьянов В.К., Панебратцев Ю.А., Титов А.И. Фрагментация релятивистских тяжелых ионов.- ЖЭТФ, Письма, 1975, 22, с. 427-429.
29. Каптарь Л.П., Титов А.И. Реакции перезарядки в периферических столкновениях релятивистских тяжелых ионов с ядрами.- ЯФ, 1980, 31, с. 151-155.
30. Каптарь Л.П., Титов А.И. Спиновые эффекты в реакциях перезарядки с релятивистскими ионами.- ЯФ, 1984, 1984, 39, с. 612-618.
31. Каптарь Л.П., Титов А.И. Образование быстрых гиперядер при столкновениях релятивистских ионов с ядрами.- ЖЭТФ, Письма, 1979, 29, с. 375-378.
32. Каптарь Л.П., Титов А.И. Кулоновское расщепление релятивистских ионов.- ЯФ, 1978, 28, с. 647-653.
33. Kaptari L.P., Titov A.I. The Coulomb Disintegration of Relativistic Carbon Ions into three Alpha Particles.- Acta Phys. Pol., 1979, v10, p. 263-269.
Кулоновское расщепление релятивистских ионов углерода на три альфа-частицы.- Дубна, 1979,- 13 с. -(Препринт/Объед. и-т. ядер. исслед.: P2-II300).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1985 года.