

ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С НЕЛОКАЛЬНЫМИ ПОЛЯМИ. II. СТРУКТУРНЫЙ ПРЕДЕЛ К ЛОКАЛЬНОМУ РАССМОТРЕНИЮ

Г. И. Канюк

Доктор технических наук, доцент, заведующий кафедрой
Кафедра тепловых электрических станций**
Контактный тел.: (057) 731-15-27

Ю. А. Касаткин

Доктор физико-математических наук, доцент,
профессор*
Контактный тел.: (057) 98-87-25
E-mail: YuKasatkin2007@yandex.ru

И. К. Кириченко

Доктор физико-математических наук, доцент,
профессор*
Контактный тел.: (057) 709-84-14, 067-270-57-14
E-mail: ikir238@rambler.ru

О. Д. Пташный

Кандидат педагогических наук, доцент*
Контактный тел.: (057) 65-60-07

*Кафедра высшей и прикладной математики**

**Украинская инженерно-педагогическая академия
ул. Университетская, 16, г. Харьков, Украина, 61003

Розглянено структуру групи калібрувальних симетрій для нелокальних полів, забезпечено коректний вихід за рамки локальної теорії. Досліджена структурна межа до локального розгляду, що не порушує при цьому раніше одержаних результатів в обсязі локальної теорії

Ключові слова: локальний лагранжіан, нелокальні взаємодії, калібрувальна інваріантність, функція Гріна, імпульсні розподіли

Рассмотрена структура группы калибровочных симметрий для нелокальных полей, обеспечен корректный выход за рамки локальной теории. Исследован структурный предел к локальному рассмотрению, не нарушающий ранее полученных результатов в рамках локальной теории

Ключевые слова: локальный лагранжиан, нелокальные взаимодействия, калибровочная инвариантность, функция Грина, импульсные распределения

Have been considered the structure of group of gauge symmetries for the nonlocal fields and provide a correct output limits for local theory. A structural limit to local consideration is explored, not violating the here before got results within the framework of local theory

Key words: local Lagrangian, nonlocal interactions, gauge invariance, Green's function, momentum distributions

1. Введение

Локальная формулировка квантовой электродинамики (КЭД) не обеспечивает адекватных условий для корректного исследования структуры нелокальных полей материи в соответствии с требованиями релятивистской ковариантности и динамического сохранения калибровочной симметрии в течение всего времени взаимодействия. Существующий набор аксиоматических предложений КЭД [1], ориентированный на использование методов производящего функционала, формализма S-матрицы и адиабатической гипотезы в отношении включения электромагнитного (ЭМ) взаимодействия, а также применение методов

стандартной теории возмущений испытывает непреодолимые трудности описания в рамках локального лагранжевого подхода процессов с участием нелокальных полей, особенно в тех случаях, когда в конечном состоянии выявляется их явная составная природа в виде регистрации различных наборов фрагментов.

Источник указанных трудностей связан с проявлением в процессах ЭМ расщепления нелокальных полей дополнительного структурообразующего взаимодействия, которое имеет ограниченную область действия и характеризуется большой интенсивностью. В настоящее время не представляется возможным "сконструировать" лагранжиан свободного нелокального поля с учетом его виртуальных составляющих фрагментов и

неизвестным законом взаимодействия между ними, а затем локализовать в нем калибровочную симметрию для получения лагранжиана взаимодействия. Следовательно, использование “рецепта” КЭД по локализации калибровочной симметрии свободного лагранжиана нелокального поля, связанного с заменой в нем обычных производных на ковариантные производные невыполнимо.

Столь гармоничная последовательная схема описания взаимодействий в КЭД становится неприменимой при попытке включения в ее содержание нелокальных полей материи. На то существует ряд непреодолимых объективных причин, содержание которых сводится к необходимости адекватного описания целостной картины взаимодействия. При взаимодействии ЭМ поля с локальным полем материи частицы сохраняют свою индивидуальность до и после процесса взаимодействия, что изначально зафиксировано структурой локального лагранжиана. При взаимодействии с нелокальными полями материи проявляется явная составная природа частиц, поскольку в конечном состоянии регистрируются составляющие его фрагменты. Такую асимметрию между начальным и регистрируемым набором частиц в присутствии неизвестного сильного взаимодействия не удастся описать аксиоматическим набором положений КЭД с применением лагранжевого формализма.

Формализм использования лагранжиана для системы взаимодействующих полей должен удовлетворять принципу асимптотической аддитивности. Согласно этому принципу взаимодействующие поля – заряженное материальное и электромагнитное описываются в отдельности своими лагранжианами, которые отвечают их свободным состояниям. Процесс ЭМ расщепления нелокального поля сопровождается дополнительным присутствием сильного взаимодействия, имеющего большую интенсивность и ограниченную область действия. Такое существенное изменение в системе взаимодействующих полей не позволяет удовлетворить принципу асимптотической аддитивности. Дополнительное препятствие вызвано различающимися наборами частиц в начальном и конечном состояниях. Применение адиабатической концепции КЭД и использование традиционных методов теории возмущений не может откорректировать утраченную информацию о неизвестном взаимодействии. Это приводит к неустраняемому разрыву в исследованиях структуры локальных и нелокальных полей материи на основе использования единых методов построения КЭД.

Непосредственное распространение методов локальной КЭД для исследования структуры нелокальных полей [2] связано с трудностью одновременного обеспечения калибровочной симметрии ковариантной амплитуды и учета в ней динамики вершин сильного взаимодействия. На основе выполнения требования калибровочной симметрии в работе [3] предложен метод введения калибровочных полей в массовый оператор эффективного нелокального лагранжиана (эффективная киральная кварковая модель) на основе использования фазовой экспоненты (С. Bloch, 1950; S. Mandelstam [4], К. Wilson, 1974) для неабелевой калибровочной симметрии, что позволило учесть вклады N ароматов кварков и N^2-1 голстоуновских бозонных полей. Одновременно, в работах [5-9], развивается эвристическое направление по совместному описанию

процессов ЭМ расщепления малонуклонных атомных ядер виртуальными и реальными фотонами. Обеспечивая точное сохранение ЭМ адронного тока (в дополнение к уже сохраняющемуся лептонному), в амплитуде с виртуальным фотоном гарантируется конечный предел при стремлении квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона к нулю, что позволило корректно исключить из рассмотрения нефизические вклады от скалярно и продольно поляризованных фотонов и перейти к матричному элементу фотопроцесса. В идейном плане по отношению к интерпретации понятия “нелокальности” развитый подход в работах [10-13] принципиально отличается от предложенного метода в работе [3].

В работе [14] рассмотрена возможность построения теории нелокальных взаимодействий связанная с выбором в качестве изначальных “первых принципов” нелокальных конструкций, которые на определенном этапе рассмотрения допускают известный локальный структурный предел. Математическая конструкция, описывающую трансляции заряженного поля дополнена физическим содержанием, в соответствии с экспериментально установленным фактом неотделимости понятия электрического заряда от понятия массы для фундаментальных частиц.

Как показано в работах [10-13] вся информация об ЭМ взаимодействиях в КЭД в компактном виде содержится в нелокальных калибровочно-инвариантных двухточечных функциях Грина (ФГ), независимо от того отвечают ли гайзенберговские поля в двухточечной ФГ локальной или нелокальной частице, лишь бы ее масса и заряд оставались неизменными в течение всего времени взаимодействия.

Перемещения фундаментальных полей в пространстве-времени как целого в отсутствие внешнего ЭМ поля описываются соответствующими уравнениями движения, лагранжианы которых минимизируют функцию действия. Наличие заряда у частиц и присутствие внешнего ЭМ поля приводят к модификации лагранжиана, добавлением к нему члена, учитывающего взаимодействие.

В работе [14] по аналогии с классическим лагранжевым описанием, исходное состояние нелокального поля до взаимодействия с ЭМ полем, отождествлено с сильно-связной трехточечной ФГ, которая по сути является амплитудой вне массовой поверхности и описывает виртуальный переход нелокального поля в состояние его фрагментов и обратно. В результате взаимодействия с фотоном, энергия которого превосходит энергию связи связанного состояния, виртуальная амплитуда помещается на массовую поверхность и процесс расщепления становится реальным.

В работе [14] получено аналитическое выражение для обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды, которая автоматически удовлетворяет требованию динамического сохранения полного адронного тока независимо от явного функционального вида самой вершины. Это дает возможность находить вершинную функцию как решение точного уравнения Бете-Солпитера или его квазипотенциальных аналогов на каждом доступном масштабе строения материи и тестировать ее в процессах ЭМ расщепления.

В настоящей работе продолжено начатое изложение [14] обоснования альтернативного построения

КЭД, обсуждения дополнительных требований, необходимых для обеспечения адекватного исследования структуры нелокальных сильно связанных полей материи в процессах ЭМ расщепления, равно как и взаимодействий с локальными полями на основе использования единых принципов.

2. Регулярная часть обобщенной полюсной амплитуды как мера нелокальности связанного состояния

Ядерный потенциал, в котором находится нуклон, представляет собой установившееся равновесное состояние, как результат сложнейшей иерархии различных видов взаимодействий: от кварк-глюонных внутри области конфайнмента до нуклон-мезонных конфигураций, синглетных по цветовым степеням свободы адронной асимптотики.

Одним из источников получения информации о субъядерных взаимодействиях являются процессы ЭМ расщепления атомных ядер и исследование импульсных распределений наборов составляющих, отвечающих различным структурным уровням строения материи. Сколько-нибудь адекватного аналитического выражения для ядерного потенциала, отвечающего всему энергетическому масштабу внутри ядра, а, следовательно, и ядерным вершинным функциям, в настоящее время не существует. Получить решение для ядерных вершинных функций, исходя из микроскопических обменов бозонами, в настоящее время не представляется возможным.

Импульсные распределения нуклонов в различных ядрах отражают их А-зависимость, а для фиксированного ядра высоко импульсные “хвосты” указанных распределений содержат информацию об устройстве ядер на малых расстояниях. Все статистические характеристики атомных ядер, определяются интегралами от импульсных распределений, величина которых более чем на 95% определяется низкоэнергетическим поведением. Поэтому указанные характеристики не пригодны для детализации взаимодействий на малых расстояниях. Сечения эксклюзивного расщепления ядер электронами с регистрацией ер-совпадений (квазиупругая кинематика с кинематическим выделением канала реакции с доминированием вклада в сечение протонного полюса) непосредственно определяются значениями вершинной функции, но при этом отрицательную роль при получении информации о нуклон-ядерном взаимодействии оказывают ЭМ формфакторы. Формфакторы показывают как отклик самого ядра, на вносимое в систему ЭМ возмущение, так и реакцию его составляющих, как связанных кварковых образований.

Импульсные распределения составляющих в различных нелокальных полях материи индивидуальны и содержат всю информацию в интегральной форме об установившихся в связанной системе взаимодействиях, а также отражают ее пространственно-временную эволюцию на протяжении всего энергетического интервала. Эта объективная информация для всякого нелокального поля определяется в виде степени убывания функции импульсного распределения, ее скоростью изменения и характером кривизны кривой (ее выпуклостью или вогнутостью).

Регулярная составляющая вносит в амплитуду дополнительную зависимость от вершинной функции в форме ее производной. Как было установлено [11, 13], что для двухчастичного электрически дипольного расщепления вклад от регулярной части в полной амплитуде при низких энергиях определяется производной от вершины сильного взаимодействия. Если электрический дипольный переход отсутствует (отношения соответствующих зарядов фрагментов к их массам равны друг другу), то разложение в ряд регулярной части и ее вклад в полную амплитуду определяется уже второй производной от вершинной функции.

Присутствие регулярной составляющей в полной амплитуде является следствием учета динамики в вершине сильного взаимодействия. Для изучения общих свойств регулярной части амплитуды и выявления физического смысла выполним иллюстративные расчеты расщепления скалярного нелокального поля, состоящего из двух скалярных “нуклонов” или процесса ЭМ расщепления кварк-антикваркового нейтрального скалярного диполя (типа позитрония). При этом будем акцентировать внимание лишь на ЭМ аспекте взаимодействия для различных зарядовых конфигураций начального и конечного состояний. Значения величин масс, зарядов и удельную энергию связи в процессе фоторасщепления скалярного поля будем сопоставлять с конфигурацией нуклонного устройства дейтерия [14]. Для скалярного поля выбор зависимости вершинной функции от квадрата относительного пространственно-подобного 4-импульса образовавшейся пары (следствие трансляционной инвариантности) приводит к тому, что подынтегральное выражение в формуле для функциональной производной от трехточечной нелокальной калибровочно-инвариантной ФГ [14] образует полный дифференциал и интеграл вычисляется [11]. Расчеты наблюдаемых для процессов двухчастичного ЭМ расщепления ядер дейтерия и гелия в развитом подходе с учетом спиновой структуры и реалистической параметризации ядерных функций выполнены в работах [5-9].

Запишем матричный элемент фоторасщепления скалярного поля на два фрагмента [12, 13]

$$\mathfrak{M} = e \cdot \epsilon_\mu \cdot J^\mu, \quad (1)$$

где $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $\alpha = 1/137$, а структура тока J^μ отвечает набору диаграмм нелокального адронного тока [14]:

$$J^\mu = J^\mu_{\text{pol}} + J^\mu_{\text{reg}}, \quad (2)$$

$$J^\mu_{\text{pol}} = z_s \frac{(d+d')^\mu}{s-m_d^2} G_s + z_t \frac{(p+p')^\mu}{t-m^2} G_t + z_u \frac{(n+n')^\mu}{u-m^2} G_u,$$

$$J^\mu_{\text{reg}} = \frac{k^\mu}{kq} (z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s),$$

$z_{s,t,u}$ – заряды частиц в единицах элементарного заряда e , k_μ – относительный пространственно-подобный 4-импульс pn – пары $k \equiv k_s = (p-n)/2 \stackrel{e,u,\mu}{=} (0;p)$.

Вершинная функция $G_i \equiv G(-k_i^2)$, $i = [s, t, u]$ зависит от квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса: $k_t = (p'-n)/2 = k_s - q/2$.

$k_u = (p - n')/2 = k_s + q/2$, $q = (\omega; \omega)$ – 4-импульс фотона ($q^2 = 0$).

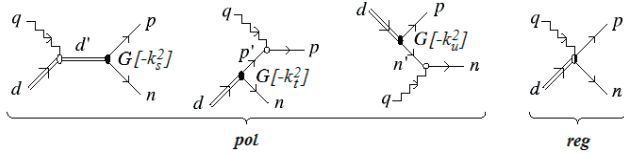


Рис. 1. Расщепление нелокального скалярного поля фотоном на два скалярных фрагмента

Нетрудно видеть, что полюсная часть полной амплитуды (1) описывает взаимодействие ЭМ поля с асимптотически сформировавшимися в in- и out- состояниях частицами (J_{pol}^μ). В то время как регулярная часть (J_{reg}^μ) той же амплитуды определяется “скоростью” изменения вершинной функции сильного взаимодействия G , что в совокупности обеспечивает непрерывное изменение обобщенной зарядовой координаты – ЭМ фазы в течение всего времени взаимодействия и в соответствии с законом сохранения заряда.

После перехода в систему центра масс начальных частиц с осью Oz направленной вдоль импульса фотона и с векторами поляризации ЭМ поля

$$\epsilon_\mu^{(l)} = (0; 1, 0, 0), \quad \epsilon_\mu^{(\perp)} = (0; 0, 1, 0), \quad (3)$$

в которой плоскость реакции совмещена с плоскостью xOy, а импульс протона направлен под углом θ к оси Oz, для дифференциального сечения на не поляризованном фотонном пучке получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|p|}{|\omega|} |\mathfrak{M}|^2 = \frac{\alpha}{32\pi s} \frac{|p|^3 \sin^2 \theta}{|\omega|} \left[\left(z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right]^2 \quad (4)$$

$$\mathfrak{M} = e \cdot (\epsilon_\mu k^\mu) \left[\left(z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right],$$

$s = (d + q)^2$. При выводе выражения для матричного элемента (4) на основе (2) использовано соотношение $\epsilon_\mu p^\mu = -\epsilon_\mu n^\mu = \epsilon_\mu k^\mu$. Отметим, что полюсной части амплитуды отвечает выражение в круглых скобках в формуле (4), где отсутствует составляющая полюсного вклада от s – канала за счет выбора системы отсчета, в то время как в выражении регулярной части амплитуды (оставшееся выражение в квадратных скобках) вершинная функция от s – канала сохраняется.

Для выявления общих свойств регулярной составляющей амплитуды и выяснения ее физического смысла выполним численные расчеты энергетического поведения полного сечения расщепления скалярного поля в зависимости от выбора различных моделей для вершинной функции сильного взаимодействия. Поскольку регулярная составляющая амплитуды определяется производной от вершины, в то время как полюсная определяется самой вершиной, то модели для вершины сильного взаимодействия будем выбирать так, чтобы они имели различные “скорости убывания” с ростом импульса, но были нормированы общим условием:

$$\iiint \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \Psi^2(p^2) = 1. \quad (5)$$

Для низкоэнергетической асимптотики Юкавы полагаем ядерную вершину равной константе $G = \sqrt{\alpha_o}/2\pi$, а соответствующая ей волновая функция принимает вид

$$\Psi_{Yu}(p^2) = \sqrt{\frac{\alpha_o}{2\pi}} \frac{1}{(p^2 + \alpha_o^2)}, \quad \alpha_o = \sqrt{m \cdot \epsilon_{cm}} \quad (6)$$

и на рис. 4 изображена точечной кривой. Нормировочный коэффициент найден из условия (5).

Какое влияние будет оказывать регулярная часть амплитуды в реалистическом расчете сечения на дейтроне, исходя из его нуклонного устройства, можно будет уже качественно получить на этапе исследования поведения его импульсного распределения и сравнения с асимптотическим распределением Юкавы (6). На рис. 2 импульсное распределение нуклонов в дейтроне $\Psi_{d-Reid}^2(p^2) = u^2(p^2) + w^2(p^2)$ с учетом вкладов S- и D-волн в параметризации Рейда изображено сплошной кривой. Важным для дальнейшего обсуждения роли регулярной части амплитуды является то, что реалистическое распределение при импульсах больших 0,17 ГэВ/с расположено ниже точечной кривой.

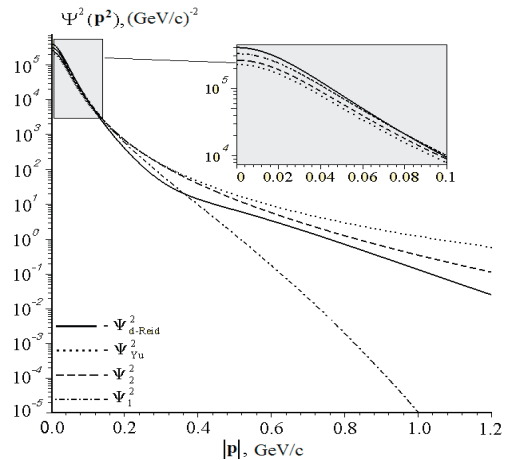


Рис. 2. Различные виды импульсного распределения составляющих в сильносвязанной системе

Пунктирная кривая на рис. 2 занимает в высокоимпульсной области промежуточное положение по отношению к асимптотическому и реалистическому распределениям

$$G_2(p^2) = \frac{(\alpha_o + 1)^{3/2}}{p^2 + 1}.$$

Наконец, “жесткое” распределение, в котором значительно “меньше” высокоимпульсной компоненты полагаем равным

$$G_1(p^2) = e^{-6p^2/m^2}, \quad \Psi_1(p^2) = \frac{e^{-6p^2/m^2}}{(p^2 + \alpha_o^2) \cdot 3.04\pi},$$

но которое имеет наибольшую по модулю производную (скорость изменения) по отношению к уже определенным выше распределениям.

В области малых относительных импульсов ($|p| \leq 200$ МэВ/с) функции импульсного распре-

деления практически неотличимы, что обеспечивает надежное применение нерелятивистского импульсного приближения, которому отвечает полюсная часть амплитуды. Дополнительным соображением, в пользу сказанного, является отсутствие вклада контактной диаграммы, поскольку для постоянной вершинной функции (6) регулярная часть амплитуды обращается в ноль

$$\Psi(p^2) = \frac{G}{p^2 + \alpha_0^2}, \quad J_{reg}^\mu = \frac{k^\mu}{kq} (z_t + z_u - z_s) \cdot G = 0,$$

т.е. в тех областях относительного импульса, когда импульсные распределения неотличимы от асимптотического распределения (6) (область порога расщепления) для одночастичной волновой функции нуклона, которая в координатном пространстве имеет вид

$$\Psi(p^2) \rightarrow \Psi(r) = \text{Const} \cdot e^{-\alpha_0 r} / r. \quad (7)$$

В связи с этим устанавливается физический смысл контактного механизма в полной амплитуде: регулярная часть полюсной амплитуды учитывает динамическое отличие в поведении одночастичной нуклонной волновой функции от асимптотики Юкавы, т.е. показывает величину (долю) электрических многочастичных вкладов в полную амплитуду в дополнение к одночастичным механизмам (полюсная часть), согласованных между собой требованием сохранения структурного ЭМ тока.

Отметим, что вклады в сечение от регулярной части амплитуды для двух вариантов параметризации вершинной функции Ψ_1 и Ψ_2 имеют конструктивный характер (интерференция положительна), а величина вклада в полное сечение различна (рис. 3) и определяется скоростью их убывания.

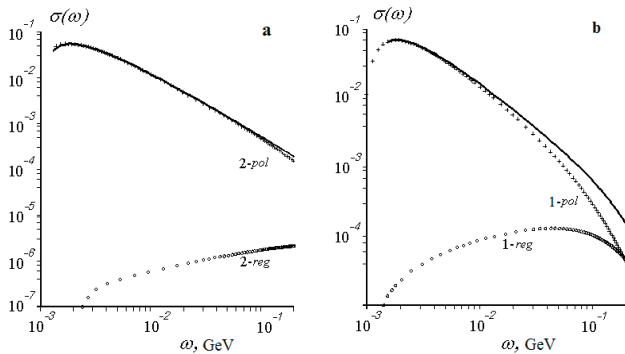


Рис. 3. Зависимость полного сечения (сплошная кривая) фоторасщепления скалярного дейтрона от энергии фотона в системе центра масс начальных частиц для импульсного распределения $\Psi_2(p^2)$. Вклады в сечение только от полюсной и регулярной частей амплитуды отмечены как 2 reg и 2 pol соответственно (а); (б) то же самое, что на позиции (а), но для импульсного распределения $\Psi_1(p^2)$. На обоих рисунках величины сечений представлены в одинаковых, но условных единицах

Импульсное распределение (кривая $\Psi_2(p^2)$ на рис. 2) ближе к распределению соответствующему асимптотике Юкавы (точечная кривая), для которого вклад контактного механизма равен нулю, а, следо-

вательно, полное сечение на рис. 3 (а) фактически определяется лишь полюсной составляющей амплитуды при энергиях фотона от порога расщепления до 200 МэВ. Для распределения $\Psi_1(p^2)$ (рис. 3(б)) вклад регулярной части амплитуды значителен, а отличие полного сечения от полюсного вклада при энергии фотона 200 МэВ составляет 3 раза.

Доля вклада регулярной части в полное сечение (включая интерференцию) на заданном интервале энергий фотона для импульсного распределения составляющих $\Psi_1(p^2)$ составляет 27%, а для $\Psi_2(p^2)$ – 3%.

Проведенный анализ в отношении выявления роли регулярной составляющей амплитуды на поведение энергетической зависимости полного сечения показал, что с ростом энергии фотона для различных импульсных распределений наблюдается сильная чувствительность к взаимному соотношению между вкладами полюсной и регулярной частями амплитуды. Несмотря на то, что импульсные распределения 1 и 2 (штрих-пунктирная и пунктирная кривые на рис. 2) различаются, а отвечающие им величины полных сечений (сплошные линии на рис. 3 (а) и 3 (б)) практически одинаковые, в то время как им соответствующие составляющие от полюсной и регулярной частей сильно различаются (энергии фотона в системе центра масс равной 0,2 ГэВ на рис. 3 соответствует величина относительного импульса на рис. 2 равного $|p| \sim 0,44$ ГэВ/с).

В связи с уже установленными свойствами регулярной части при низких энергиях возникает интерес выявления тех ограничений на функциональную зависимость вершинной функции, которые не приводят к росту полных теоретических фото сечений на ядрах при асимптотически больших энергиях фотонов $1 \leq E_{\gamma}^{l.c.} \leq 100$ ГэВ за счет присутствия регулярной составляющей в амплитуде. Указанные сечения на ядрах ^{12}C и ^{82}Pb измерены на интервале энергий фотонов от 10 эВ до 100 ГэВ, а на ядре дейтерия до 20 ГэВ. Характерным для этих сечений является их выход на постоянную величину при энергиях больших 100 МэВ.

Для выявления роли регулярной части на формирование высокоэнергетического поведения сечения выполним разложение матричного элемента (1) по kq [10, 11] и, удерживая первый не исчезающий член разложения (электрический дипольный переход), получаем дифференциальное уравнение для вершинной функции

$$(z_t - z_u) \left(\frac{G(p^2)}{p^2 + \alpha_0^2} - \frac{\partial G(p^2)}{\partial p^2} \right) = \text{Const}, \quad (8)$$

что обеспечит постоянство полного сечения при высоких энергиях. Частное решение уравнения (8) имеет вид

$$G(p^2) = c_1 (p^2 + \alpha_0^2) - \frac{\text{Const}}{(z_t - z_u)} (p^2 + \alpha_0^2) \ln(p^2 + \alpha_0^2),$$

где c_1 константа интегрирования. Вводя квадрат полной энергии в с.д.и. получаем

$$G(s) = \frac{c_1}{4} (s - 4m^2) - \frac{\text{Const}}{4(z_t - z_u)} (s - M^2) \ln \frac{(s - M^2)}{4\alpha_0^2}, \quad (9)$$

которая при $p=0$ ($s=4m^2$) удовлетворяет условию $G(4m^2)=0$. Это условие означает, например, что

“хвост” $q\bar{q}$ – распределений выходит за границы конфайнмента и исчезает на границах ядра.

Обращает внимание экспериментальный факт [15] поведения полных фото сечений на дейтроне и протоне, которые приведены на одном рисунке (рис. 2). Трудно указать механизм реакции, который бы на столь широком интервале энергий фотонов 1-20 ГэВ “удерживали” значения величин обоих полных сечений параллельными и практически с постоянными значениями. Аналогичная тенденция прослеживается для полных сечений сильно взаимодействующих частиц ($p\bar{d} \approx \bar{p}n$), ($\bar{p}d \approx \bar{p}n$), ($\pi d \approx \pi p$), ($K d \approx K p$) [11] в более широких диапазонах импульсов налетающих пучков в лабораторной системе – от $\sim(1\div 300)$ ГэВ/с.

Действительно, как следует из анализа поведения полных экспериментальных сечений фотопоглощения на дейтроне [15] при значениях импульса фотонного пучка в интервале $1\div 20$ ГэВ/с, в котором величина указанного сечения остается неизменным ($\sigma \sim 0,22\text{mb}$), а также его сопоставление с аналогичным сечением на протоне (промеренного до 200 ГэВ/с), позволяет сделать следующие выводы:

во-первых, невозможно указать механизм реакции, который бы столь длительно доминировал в амплитуде и обеспечивал постоянство полного сечения в широком интервале энергий;

во-вторых, если предположить, что концентрация кварк-глюонного состояния в области конфайнмента постоянна, что означает аддитивность объемов (учет не сжимаемости) при добавлении к протону нейтрона (перехода от $3q$ к $6q$ системе), а постоянство полных сечений на дейтроне и протоне связано, лишь с размерами геометрических сечений соответствующих сферических областей конфайнмента, что приводит к величине их отношения равному $\sqrt[3]{2^2} \approx 1,6$ (следствие свойства насыщения ядерных сил в теории ядра);

в-третьих, в пользу “одинакового устройства” протона и ядра дейтерия указывает поведение их полных фото сечений (рис. 4).

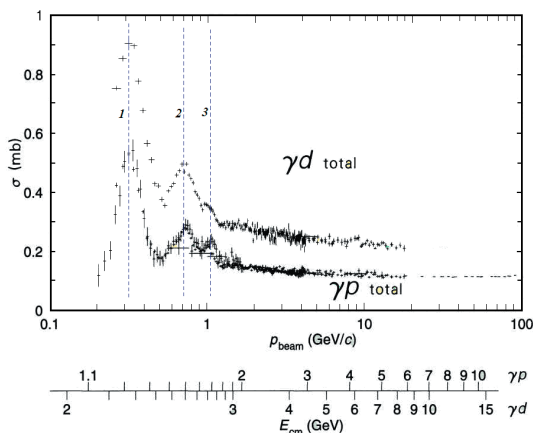


Рис. 4. Фото сечения на протоне и дейтроне в зависимости от импульса фотонов в лабораторной системе или полной энергии в системе центра масс [15]. Пунктирные вертикальные линии 1, 2 и 3 показывают основные резонансные пики возбуждения трех кварковых конфигураций в протоне и дейтроне

Протон как $3q$ -конфигурация сохраняет свою индивидуальность даже в связанном состоянии в ядре дейтерия. Когда длина волны зондирующего фотона становится меньше области локализации протона, доминирующим в структурном плане является трехкварковая конфигурация, с характерным набором собственных частот возбуждения (три резонансных пика, на кривой протонного сечения различается четвертый пик). Если продолжить наивные рассуждения, то можно предположить, что в области конфайнмента вблизи его внутренней границы сосредоточен не скомпенсированный положительный заряд как следствие кулоновского отталкивания одноименных зарядов, который на предыдущем ядерном масштабе энергии равен заряду числа протонов в ядре. Обесцвеченному по цветовым степеням свободы протону как связанной системе трех кварков со значением заряда равного $+e$ отвечает минимум энергии кварк-глюонной конфигурации в цветовом пространстве, в которой цветовые силы притяжения превосходят силы кулоновского отталкивания кварков.

Внутренняя область конфайнмента электрически нейтральна, т.е. избыточный дополнительный заряд в ней отсутствует. В структурном аспекте эта область состоит, по-видимому, из нейтральных по электрическому заряду и цветовым переменным двух кварковых диполей. Из релятивистской теории [16] известно, что энергия взаимодействия нейтральных атомов на достаточно больших расстояниях убывает по закону $\sim r^{-7}$, не имеющего ничего общего с законом Кулона. Цветовое взаимодействие внутри кварк-антикварковых диполей усиливает характер внешнего убывания их энергии взаимодействия с расстоянием, поскольку энергия цветных сил внутри диполя сильно возрастает при раздвижении его составляющих, что дополнительно препятствует разрыву диполя на составляющие, приводя к еще большей его компактности и делая недоступным для ЭМ взаимодействий. Не будем вдаваться в детали “кварковой химии” КХД, а лишь констатируем факт (рис. 4), что протон в ядре дейтерия ведет себя также как и свободный протон, о чем свидетельствует одинаковый спектр возбуждений. При энергиях фотона более 2 ГэВ достигим масштаб пространственно-временной локализации бесконечного числа почти нейтральных диполе-подобных образований, распределенных по импульсам в соответствии с логарифмическим законом. Удержание величин полных сечений на протоне и дейтроне на постоянном значении можно объяснить за счет логарифмически возрастающего их закона импульсного распределения и увеличения числа кварковых диполей при продвижении к центру области конфайнмента (свойство асимптотической свободы).

Не имея аналитического выражения для вершинной функции, учитывающей структурные изменения при переходе от нуклонных представлений при малых энергиях к кварк-глюонным при высоких, выполним иллюстративный расчет полного сечения с привлечением резонансной модели и вершинной функцией

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2} \left[\sqrt{\alpha_0 \pi m} - 3,5 \cdot \frac{(\alpha_0^2 - k^2) \ln\left(1 - \frac{k^2}{\alpha_0^2}\right)}{(z_t - z_u)m} \right]. \quad (10)$$

В вершинной функции (10) первое выражение в квадратных скобках обеспечивает правильное низкоэнергетическое поведение полного сечения

для электрически-дипольного поглощения на дейтроне у порога

$$\sigma^{(d)}(\omega) = \frac{8\pi}{3} \alpha (z_t - z_u)^2 \frac{\sqrt{\epsilon_d} (\omega - \epsilon_d)^{3/2}}{m\omega^3},$$

с добавлением выражения (9), чтобы описать тенденцию высокоэнергетического поведения ($E_\gamma^{l.c.} > 100$ МэВ). Учет резонансов проведем в соответствии со стандартной Брейт-Вигнеровской формой $\frac{m \cdot \Gamma_c / 2}{E_R - E - i\Gamma_{tot} / 2}$ (E – полная энергия в системе центра масс), которые аддитивно добавлены в сечение (4) в выражение квадратной скобки.

Результаты расчета полного сечения приведены на рис. 5.

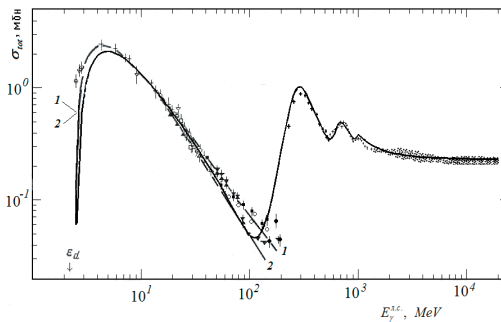


Рис. 5. Энергетическая зависимость полного фото сечения на ядре дейтерия от порога расщепления до 20 ГэВ для энергий фотона в лабораторной системе. Набор мировых данных по экспериментальным измерениям полного сечения при энергиях фотона меньших 200 МэВ [17]; высокоэнергетические данные эквивалентны данным на рис. 2. Теоретические расчеты (кривые 1 и 2) выполнены в релятивистской калибровочно-инвариантной модели [5, 17] с волновыми функциями дейтрона парижской (кривая 1) и рейдовской (кривая 2) параметризации. Оставшаяся кривая – модельный расчет на основе матричного элемента (1)-(2) и учета трех резонансов

Полный заряд диполя полагаем равным нулю ($z_s = 0$), заряды кварков $z_q = -z_{\bar{q}} = 1/3$, массы кварков полагаем равными $m_q = m_{\bar{q}} \equiv m = 200$ МэВ/ c^2 , связанной пары $m_{q\bar{q}} = 395$ МэВ/ c^2 . Вершинную функцию (10) фиксируем выбором констант $c_1 = 0$ и $Const = 1$ соответственно. Такой выбор констант обеспечивает одновременное описание как низкоэнергетической области, базирующейся на чисто нуклонных представлениях, так и высокоэнергетической, где уже доминирует субъядерный масштаб строения материи. Распределение $q\bar{q}$ -пар при высоких энергиях соответствует в (10) логарифмическое выражение. Условно говоря проведена “сшивка” решений для вершинных функций, описывающих поведение импульсных распределений составляющих различных структурных уровней.

По мере продвижения в область конфайнмента начинает преобладать другая физика, в которой распределение нуклонов сменяется на распределение бесконечного числа связанных кварковых конфигураций в ограниченной области пространства, которое становится близким к равномерному распределению или же

как в нашем случае к слабо растущему логарифмическому

$$\Psi(p^2) = \frac{G(p^2)}{p^2 + \alpha_o^2} \sim c_1 - \frac{Const}{(z_t - z_u)} \ln \left(\frac{p^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2} \right).$$

Обратное преобразование Фурье для логарифмической части указанной волновой функции приводит к выражению

$$\int e^{ipr} \ln \left(\frac{p^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2} \right) \frac{d^3p}{(2\pi)^3} = - \frac{(1 + \alpha_o r)}{2\pi} \frac{e^{-\alpha_o r}}{r^3}$$

а для соответствующей ей вершины получаем

$$\int e^{ipr} (p^2 + \alpha_o^2) \ln \left(\frac{p^2 + \alpha_o^2}{\alpha_o^2} \right) \frac{d^3p}{(2\pi)^3} = \frac{(3 + 3\alpha_o r + \alpha_o^2 r^2)}{\pi} \frac{e^{-\alpha_o r}}{r^5}.$$

Расчет полного сечения с учетом иерархии масштабов структурообразования приводит к результату, приведенному на рис. 5.

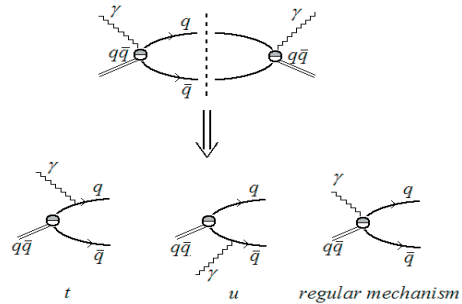


Рис. 6. Электромагнитное расщепление скалярного кварк-антикваркового диполя

Отметим общее свойство обобщенной калибровочно-инвариантной полюсной амплитуды (2), которое имеет место независимо от явного вида вершинной функции сильного взаимодействия, а определяется лишь характером ее убывания или возрастания. Относительный знак между полюсной и регулярной частями в обобщенной амплитуде фиксирован требованием сохранения полного ЭМ тока (обеспечивает их взаимное сокращение при замене в (1) вектора поляризации фотона его 4-импульсом). Если вершинная функция сильного взаимодействия G является константой, то полюсная часть определяется асимптотикой Юкавы (вершина, деленная на полюс), а регулярная часть в амплитуде обращается в ноль. Для зависимости вершинной функции убывающей по сравнению с константой приводит к тому, что ее производная отрицательная. Это приводит к изменению знака регулярной части амплитуды на противоположное значение, делая его одинаковым с полюсной. В этом случае вклад от регулярной части в полное сечение имеет конструктивный характер (интерференция положительная). В случае, когда вершинная функция G возрастает с ростом аргумента, но ее рост ограничен линейно-логарифмической зависимостью (9), то ее производная положительная, а вклад от учета регулярной составляющей в сечение имеет деструктивный характер.

Поэтому можно сделать вывод, что регулярная составляющая обобщенной полюсной амплитуды является динамической мерой нелокальности связанного состояния и показывает как “быстро” теряют свою индивидуальность структурные образования исходного

уровня строения материи при переходе в иной масштаб пространственно-временной локализации.

Заключение

Показано, что дополнительный учет требований к набору аксиоматических положений локальной КЭД, позволяет последовательно ввести в рассмотрение нелокальные поля материи, не привлекая методов построения лагранжиана взаимодействия. Проведено согласование трансляций для корректного описания перераспределения заряда и массы нелокального поля между его фрагментами в области структурообразующего взаимодействия. Использование нелокальных калибровочно-инвариантных двух- и трехточечных ФГ, в которых структура гайзенберговских полевых операторов согласована со структурной обобщенного конфигурационного пространства и результата вычисления от них функциональных производных по вектору-потенциалу калибровочного поля приводит к определению ЭМ вершин и обобщенной полюсной амплитуды, в которой динамически согласованы действия законов сохранения энергии-импульса и заряда.

В обобщенной амплитуде автоматически сохраняются изначально присутствующие свойства калибровочной симметрии независимо от вида структурообразующих

сил нелокального поля. Этот факт позволяет рассматривать вершины сильного взаимодействия в процессах ЭМ расщепления как свободные функциональные параметры, зависящие от трансляционно-инвариантного аргумента, явный вид которых определяется в виде решений структуроформирующих уравнений на доступном для исследования масштабе строения материи. Полученная амплитуда обладает важным свойством инвариантности относительно иерархической эволюции структурообразующих сил нелокального поля и набора его составляющих при условии точного сохранения калибровочных свойств ЭМ поля. В результате проведенных действий удастся отделить ЭМ аспект исследований от структурного, сохранив при этом в неизменном виде группу $U(1)$ калибровочной симметрии и обеспечить тем самым выполнение свойства универсальности ЭМ взаимодействий в минимальном формате так же и для нелокальных полей.

Присутствие регулярной части в обобщенной полюсной амплитуде ЭМ расщепления нелокального поля материи является следствием требования сохранения структурного тока и является динамической мерой нелокальности связанного состояния.

К преимуществу развитого подхода можно отнести то, что он существенно расширяет возможности КЭД для исследования нелокальных полей, но при этом не изменяет ни единого результата, полученного ранее в локальном квантово-полевым подходе.

Литература

1. Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т. Общие принципы квантовой теории поля. – М.: Наука: ГРФМЛ, 1987. - 616 с.
2. Ефимов Г. В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. -216 с.
3. Terning J. Gauging nonlocal Lagrangians // Phys. Rev. D.- 1991.-Vol. 44.- P. 887-897.
4. Mandelstam S. Quantum electrodynamics without potentials // Ann. Phys. – 1962.-Vol. 19.-P. 1-24.
5. Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Инопин Е. В., Кириченко И. К. Релятивистские связанные системы в квантовой электродинамике // ЯФ. -1989. - Т. 49, вып. 3. - С. 749-763.
6. Нагорный С.И., Касаткин Ю. А., Золенко В.А., Кириченко И. К. Ковариантный подход в теории фотоядерных реакций $\gamma^0 \rightarrow 1/2^+ 1/2^+$ и его реализация на ядре ${}^4\text{He}$ // ЯФ.- 1991.- Т.53, вып. 2.- С. 365-390
7. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А., Кириченко И. К. Электродезинтеграция ядра ${}^4\text{He}$: ${}^4\text{He}(e, e^-\text{N})\text{T}$ // ЯФ.- 1992.- Т.55, вып. 2.- С. 325-344.
8. Заяц А. А., Золенко В. А., Касаткин Ю. А., Корж А. П. Процессы $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$ в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ.- 1994. - Т.57.-№ 5.- С. 798-809.
9. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. Электродезинтеграция ядра ${}^4\text{He}$: ${}^4\text{He}(e, e^-\text{d})^2\text{H}$ // ЯФ.- 1995.- Т.58, №3.- С. 439-447.
10. Касаткин Ю. А. Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ.-2009.-Т.6.-№1(150). - С. 41-53.
11. Касаткин Ю. А. Локальная $U(1)$ -калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем // Письма в ЭЧАЯ.-2004.-Т.1.-№5(122). - С. 30-49.
12. Касаткин Ю. А. Возможность единого описания локальных и нелокальных электромагнитных взаимодействий // Вестник Харьковского национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля».-2008.-№808.-Вып. 2/38/. - С. 61-67.
13. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Клепиков В.Ф., Корж А.П. Нелокальные взаимодействия в квантовой электродинамике.- Х.: Студцентр, 2009. – 240с.
14. Каник Г. И., Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Пташный О.Д. Описание электромагнитных взаимодействий с нелокальными полями. II. Структурный предел к локальному рассмотрению. // Восточно-европейский журнал передовых технологий.- 2010.-№ 6/5. - С. 39-45.
15. Review of Particles Properties. Particles and Fields. Part II // Phys. Rev. D.- 1992.-Vol. 4.- P. III.86-III.89.
16. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. 1. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1968. - 480 с.
17. Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Инопин Е. В., Кириченко И. К. Фоторасщепление дейтрона в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ.- 1986.-Т.44, вып. 5(11).- С. 1171-1186.