



МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА,  
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 539.12.01

ОБЩИЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ЛАГРАНЖИАНА  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
РАСЩЕПЛЕНИЯ НЕЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Г.И. Канюк, Ю.А. Касаткин, И.К. Кириченко, О.Д. Пташный

Украинская инженеро-педагогическая академия,  
ул. Университетская, 16, Харьков, 61003, Украина,  
e-mail: [YuKasatkin2007@yandex.ru](mailto:YuKasatkin2007@yandex.ru), [ikir238@rambler.ru](mailto:ikir238@rambler.ru)

**Аннотация.** Дополнительное привлечение в рассмотрение свойства неотделимости понятий электрического заряда и массы для фундаментальных частиц, а также свойства индифферентности электромагнитных сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям, позволяют сохранить в неизменном виде структуру группы калибровочных симметрий для нелокальных полей и обеспечить корректный выход за рамки локальной теории. Исследован структурный предел к локальному рассмотрению.

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

**1. Введение.** Локальная формулировка квантовой электродинамики 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 квантовой электродинамики [1], ориентированный на использование методов производящего функционала, формализма  $S$ -матрицы и адиабатической гипотезы в отношении включения электромагнитного 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 электромагнитного расщепления нелокальных полей дополнительного структурообразующего взаимодействия, которое в отличие от электромагнитного 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» квантовой



электродинамики 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 квантовой электродинамике становится неприменимой при попытке включения в её содержание нелокальных полей материи. На то существует ряд непреодолимых объективных причин, содержание которых сводится к необходимости адекватного описания целостной картины взаимодействия. При взаимодействии электромагнитного 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 квантовой электродинамики 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, будучи разнесенными на достаточно большое расстояние, описываются в отдельности своими лагранжианами, которые отвечают их свободным состояниям. При включении дальнедействующего электромагнитного поля процесс электромагнитного 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 как следствие утраты информации о сильном взаимодействии при разведении взаимодействующих полей на значительное расстояние. Дополнительное препятствие вызвано различающимися наборами частиц в начальном и конечном состояниях. Применение адиабатической концепции квантовой электродинамики и использование традиционных методов теории возмущений не может откорректировать утраченную информацию о неизвестном взаимодействии, а, следовательно, вывести лагранжиан взаимодействия. Это приводит к неустраняемому разрыву в исследованиях структуры локальных и нелокальных полей материи на основе использования единых методов построения квантовой электродинамики.

Актуальность решения этой глобальной проблемы связана с тем, что класс фундаментальных частиц ограничен набором лептонов и кварков, а многообразие адронного мира представлено большим количеством короткоживущих в свободном состоянии нелокальных полей материи. Неизвестная природа сильных взаимодействий отражает сложнейшую, нелинейную в математическом смысле, структурную иерархию строения материи от кварк-глюонных представлений на малых пространственно-временных масштабах до адронной асимптотики, синглетной по цветовым степеням свободы вне области конфайнмента, которая на привычном нуклон-мезонном языке описания при низких энергиях связана с ядерными силами. Непосредственное распространение ме-



тодов локальной квантовой электродинамики 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 эффективно-нелокального лагранжиана на основе использования фазовой экспоненты (С. Bloch, 1950; S. Mandelstam [4], К. Wilson, 1974) для неабелевой калибровочной симметрии, что позволило учесть вклады ароматов кварков и голстоуновских бозонных полей. Одновременно, в работах [5-9], развивается эвристическое направление по совместному описанию процессов электромагнитного расщепления малонуклонных атомных ядер виртуальными и реальными фотонами. Обеспечивая точное сохранение электромагнитного 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 [10-13] принципиально отличается от предложенного метода в [3].

Цель настоящей работы связана с обоснованием альтернативного построения квантовой электродинамики, обсуждения дополнительных требований, необходимых для обеспечения адекватного исследования структуры нелокальных сильносвязных полей материи в процессах электромагнитного расщепления, равно как и взаимодействий с локальными полями на основе использования единых принципов.

**2. Вершины и амплитуды.** Одна из возможностей построения теории нелокальных взаимодействий на основе уже существующей локальной теории изначально связана с выбором нелокальных конструкций, которые на определенном этапе рассмотрения допускают известный локальный структурный предел. В работах [10-13] показано, что согласование вида полевого оператора фундаментального поля материи со структурой пространственно-временного многообразия и присоединенного пространства с внутренней  $U(1)$ -симметрией, связано с изменением зарядовой составляющей в присоединенном пространстве за счет введения «обобщенной зарядовой координаты» – фазовой экспоненты. Р-упорядоченная фазовая экспонента определяет количественное изменение полевой функции заряженного поля материи

$$\frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} \cdot D^\mu \Psi(x) \Big|_{x=x(\tau)} = \frac{dx_\mu(\tau)}{d\tau} \cdot (\partial^\mu - ieA^\mu) \Psi(x) \Big|_{x=x(\tau)} = 0. \quad (1)$$

где  $\tau$  – параметр собственной длины траектории  $\xi_\mu(\tau)$ ,  $e$  – заряд частицы,  $A^\mu$  – вектор-потенциал электромагнитного поля. Решение уравнения (1) имеет вид

$$\Psi(x') = P \cdot \exp \left( ie \int_x^{x'} A_\mu(\xi) d\xi^\mu \right) \Psi(x), \quad (2)$$

где  $P$  – оператор пространственно-временного упорядочения вдоль траектории  $x_\mu(\tau)$ .



Как показано в работах [10, 12-13], дополнительное присутствие фазового множителя в волновых функциях заряженного фермионного или скалярного полей выражения (2), при их подстановке в соответствующие лагранжианы свободного состояния, приводит к восстановлению локальной калибровочной симметрии, что находится в полном соответствии со стандартным построением локальной квантовой электродинамики. Вместе с этим открываются новые возможности, скрытые на этапе формулировки локальной теории, которые позволяют придать иную интерпретацию уже известным фактам.

Становится понятным, во-первых, происхождение «рецепта» заряженного фермионного или скалярного полей квантовой электродинамики для включения электромагнитного поля в лагранжиан за счет замены обычных производных на ковариантные, во-вторых, замена традиционного для квантовой электродинамики хронологического  $T$ -упорядочения операторов в вакуумных средних на хронологически-пространственное  $P$ -упорядочение. Это можно объяснить следующим образом. В локальной квантовой электродинамике фундаментальные заряженные поля материи в процессе взаимодействия с электромагнитным полем не изменяют своего зарядового и массового состояния, т.е. масса и заряд частицы остаются неизменными. Поэтому для обеспечения возможности сортировки частиц до и после процесса взаимодействия достаточно было их хронологически упорядочить. Иная картина возникает при взаимодействии с нелокальным полем, когда обобщенная зарядовая координата в присоединенном пространстве внутренних симметрий обеспечивает дополнительную возможность для описания разделения заряда нелокального поля между фрагментами и согласованного описания перемещения каждого заряда и соответствующей ему массы в базовом пространстве, что контролируется уже оператором пространственно-временного упорядочения. Следовательно, в локальной теории, в процессе взаимодействия, масса и соответствующий ей заряд сохраняются. Взаимодействие калибровочного поля с сохраняющимся зарядом определяется правилом (2) в присоединенном пространстве, а динамическая составляющая перемещения массы в пространственно-временном континууме происходит в соответствии с законами сохранения энергии-импульса. На этапе локального лагранжиана свободного электронного поля роль фазовой экспоненты сводится лишь к локализации калибровочной симметрии с выделением лагранжиана взаимодействия. При расщеплении нелокального поля фотоном эта симметрия обретает более широкую форму: в результате взаимодействия нелокальное поле в области неизвестного структурообразующего взаимодействия расщепляется и происходит перераспределение его массы и заряда между его наблюдаемыми фрагментами с аддитивными законами сохранения.

Математическая конструкция (1), описывающая трансляцию заряженного поля, имеет глубокое физическое содержание: понятие электрического заряда неотделимо от понятия массы для фундаментальных частиц. В природе не обнаружено заряда как самостоятельной сущности в отрыве от масс, т.е. все фундаментальные (локальные) поля материи – лептоны и кварки, которые формируют все многообразие адронного мира, массивны и заряжены. У составных частиц заряд может принимать значение равное нулю, а обобщенная зарядовая координата (2) для них равна единице.

Поскольку перераспределение масс и зарядов происходит в области действия струк-



турообразующих сил под действием возмущения вносимого электромагнитным полем, то необходимо учесть неизменность свойств электромагнитных сил по отношению к иным видам взаимодействий, т.е. их индифферентность к наличию всех известных в настоящее время взаимодействий и сохранить лишь их способность реагировать на сохраняющийся заряд, не выявляя при этом деталей происходящих структурных динамических изменений. Действительно, если область взаимодействия формируется, например, за счет обменов октета глюонных полей в области конфайнмента или определяется их асимптотикой – ядерными силами, вне этой области внутри атомного ядра, то ничто не препятствует фотону получать достоверную информацию об импульсных распределениях кварков или нуклонов в указанных областях. Подтверждением свойства индифферентности является отсутствие вершин взаимодействия фотона с глюоном или гравитоном, как следствие отсутствия у них электрического заряда. Электрический заряд сохраняется всегда и безотносительно от присутствия в процессе других взаимодействий. В локальной формулировке теории эти симметрии были не востребованы по причине неизменности массы и заряда материального поля в течение всего времени взаимодействия, например, наличия электрона в конце и начале взаимодействия с фотоном.

Альтернативное построение локальной квантовой электродинамики можно достичь на основе изначального использования нелокальной калибровочно-инвариантной двухточечной функции Грина (не ограничивая общности, рассмотрим проводим на примере скалярного поля) [10-13]

$$D_{\text{nonlocal}}(x, y; A) = i \left\langle P \left[ \phi(x) \cdot \exp \left( ie \int_y^x A_\rho(\xi) d\xi^\rho \right) \cdot \phi^+(y) \right] \right\rangle, \quad (3)$$

не привлекая этапа конструирования лагранжиана взаимодействия и  $S$ -матрицы. Выражение для функции Грина (3) инвариантно относительно преобразования поля  $\phi(x)$  и вектора-потенциала  $A_\rho(\xi)$  электромагнитного поля

$$\phi(x) \Rightarrow \phi(x)e^{-ie\alpha(x)}, \quad \phi_1^+(y) \Rightarrow \phi_1^+(y)e^{ie_1\alpha(y)}, \quad A_\mu(\xi) \Rightarrow A_\mu(\xi) + \partial_\mu\alpha(\xi). \quad (4)$$

Обратим внимание, что если материальное поле  $\phi(x)$  в выражении (3) нелокальное и при его перемещении из 4-точки  $x$  в 4-точку  $y$  в присутствии электромагнитного поля оно сохраняет свою целостность (индивидуальность), т.е. информация о структурообразующих силах остается за пределами рассмотрения, то оно неотличимо от описания фундаментального поля этим же выражением.

Вычисление функциональной производной от функции Грина (3) по вектору-потенциалу калибровочного поля [11] приводит в импульсном представлении к выражению для соответствующей электромагнитной вершины с учетом статистики материального поля, которая согласована с функцией Грина свободной частицы до и после взаимодействия

$$\frac{\delta D_{\text{nonlocal}}(x, y, A)}{\delta A_\mu(r)} \Big|_{A=0} A_\mu(r) \Rightarrow$$



$$(2\pi)^4 e \delta(p+q-p') \varepsilon_\mu \int_0^1 \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial(p+\lambda q)_\mu} d\lambda = (2\pi)^4 \delta(p+q-p') D(p+q) \{-e\varepsilon_\mu(p+p')^\mu\} D(p), \quad (5)$$

где  $D(p) = 1/(p^2 - m^2 + i0)$  – функция Грина скалярной частицы.

Другими словами, вся информация об электромагнитных взаимодействиях в квантовой электродинамике в компактном виде содержится в нелокальных калибровочно-инвариантных структурах (3), независимо от того отвечают ли гайзенберговские поля в двухточечной функции Грина локальной или нелокальной частице, лишь бы ее масса и заряд оставались неизменными в течение всего времени взаимодействия.

Если скалярное поле  $\phi(z)$  под действием электромагнитного поля распадается на два скалярных фрагмента  $\phi_1(x)$ ,  $\phi_2(y)$ , то соответствующая трехточечная нелокальная калибровочно-инвариантная функция Грина, а точнее лишь ее сильносвязная вершинная часть имеет вид [11]

$$G(x, y, z; A) = \left\langle P \left( \phi(z) \cdot \exp \left( ie_1 \int_x^z A^\rho(r) dr_\rho \right) \cdot \phi_1^+(x) \cdot \exp \left( ie_2 \int_y^z A^\sigma(r) dr_\sigma \right) \cdot \phi_2^+(y) \right) \right\rangle. \quad (6)$$

Выражение (6) отвечает, например, расщеплению скалярного поля  $\phi$  в 4-точке  $z$  под действием электромагнитного поля на два заряженных фрагмента с зарядами  $e_1$  и  $e_2$  в 4-точках  $x$  и  $y$  соответственно. Структура выражения (6) инвариантна относительно локальных преобразований  $U(1)$ -калибровочной группы

$$\begin{aligned} \phi(z) &\Rightarrow \phi(z)e^{-ie\alpha(z)}, & \phi_1^+(x) &\Rightarrow \phi_1^+(x)e^{ie_1\alpha(x)}, & \phi_2^+(y) &\Rightarrow \phi_2^+(y)e^{ie_2\alpha(y)}, \\ A_\mu(r) &\Rightarrow A_\mu(r) + \partial_\mu\alpha(r) \end{aligned} \quad (7)$$

при условии сохранения заряда  $e = e_1 + e_2$ . Важно отметить, что вследствие свойства индифферентности электромагнитного сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям, калибровочная симметрия выражения (6) обеспечена для нелокального поля в гайзенберговском представлении  $\phi(z)$  и его фрагментов  $\phi_1(x)$ ,  $\phi_2(y)$  безотносительно конкретизации деталей сильного взаимодействия между ними. Кроме того, в функции Грина (6) прослеживается связь между требованием инвариантности по отношению к калибровочным преобразованиям (7) и аддитивным законом сохранения заряда.

Вычисляя функциональную производную в импульсном представлении от выражения (6) получаем [11]

$$\begin{aligned} \frac{\delta G(x, y, z; A)}{\delta A_\mu(r)} \Big|_{A=0} A_\mu(r) &\Rightarrow M_{\text{reg}} = \\ &= (2\pi)^4 \delta(p+q-p_1-p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1-\lambda q; p_2)}{\partial(p_1-\lambda q)_\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1; p_2-\lambda q)}{\partial(p_2-\lambda q)_\mu} \right\} d\lambda, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $e_i, p_i, i = [1, 2]$  – заряд и масса фрагментов соответственно.

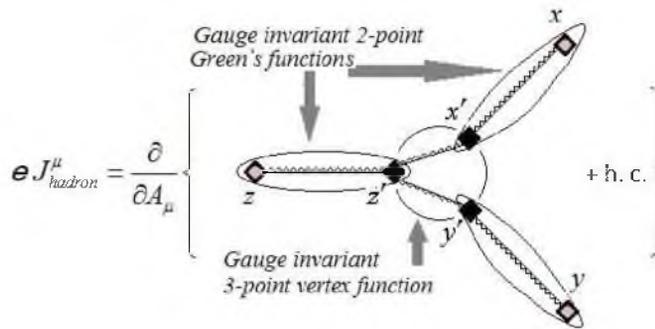


Рис. 1. Вывод нелокального адронного тока в процессе электромагнитного расщепления

Проводя аналогию с классическим лагранжевым описанием, исходное состояние нелокального поля до взаимодействия с электромагнитным полем, будем отождествлять с сильносвязной трехточечной функцией Грина (6) и рассматривать ее как аналог свободного лагранжиана. По сути трехточечная функция Грина является амплитудой вне массовой поверхности и описывает виртуальный переход нелокального поля в состояние его фрагментов и обратно (выражение в фигурных скобках на рис. 1). В результате взаимодействия с фотоном, энергия которого превосходит энергию связи связанного состояния, виртуальная амплитуда помещается на массовую поверхность и процесс расщепления становится реальным. Вывод лагранжиана взаимодействия получается в результате последовательного дифференцирования по вектору-потенциалу электромагнитного поля, как внешних концов трехточечной функции Грина, которыми являются двухточечные функции Грина, так и ее вершинной части (рис. 1) в соответствии с выражениями (5) и (8).

Аналитическое выражение для обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды в соответствие с принципом универсальности принимает стандартный вид

$$M = e A_{\mu} J_{\mu}^{\text{hadron}} = A_{\mu} \frac{\partial G(x, y, z; A)}{\partial A^{\mu}}, \quad e J_{\mu}^{\text{hadron}} = \frac{\partial G(x, y, z; A)}{\partial A^{\mu}}. \quad (9)$$

Структура амплитуды представляет собой сумму традиционного полюсного ряда (левые три диаграммы на рис. 2), а включение фотона в вершинную часть треххвостки (8) приводит к регулярной части (оставшаяся диаграмма рис. 2) обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды.

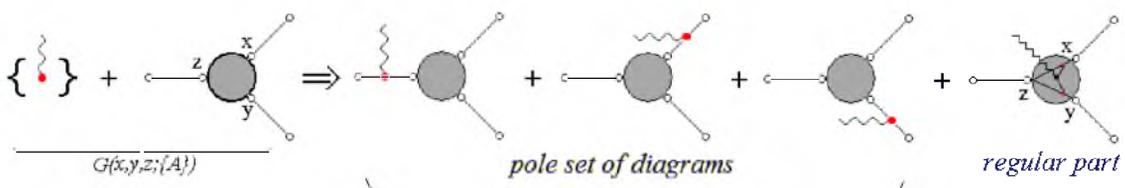


Рис. 2. Обобщенный набор полюсных калибровочно-инвариантных диаграмм



Аналитическое выражение, отвечающее диаграммам на рис. 2 принимает вид:

$$\begin{aligned} & \{D(p)G(p; p_1, p_2)D(p_1)D(p_2)\} + \{e\varepsilon_\mu\} \Rightarrow \\ & \Rightarrow \left\{ -e\varepsilon_\mu z \int_0^1 \frac{\partial D(p + \lambda q)}{\partial (p + \lambda q)_\mu} d\lambda \right\} G(p + q; p_1, p_2)D(p_1)D(p_2) + \\ & + D(p)G(p; p_1 - q, p_2) \left\{ -e\varepsilon_\mu z_1 \int_0^1 \frac{\partial D(p_1 - \lambda q)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} d\lambda \right\} D(p_2) + \\ & + D(p)G(p; p_1, p_2 - q)D(p_1) \left\{ -e\varepsilon_\mu z_2 \int_0^1 \frac{\partial D(p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)_\mu} d\lambda \right\} + \\ & + D(p) \left\{ -e\varepsilon_\mu \int_0^1 \left\{ z_1 \frac{\partial G(p + (1 - \lambda)q; p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} + \right. \right. \\ & \left. \left. z_2 \frac{\partial G(p + (1 - \lambda)q; p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)_\mu} \right\} d\lambda \right\} D(p_1)D(p_2), \end{aligned}$$

а, оставшееся выражение, после удаления в формуле (10) вектора поляризации  $\varepsilon_\mu$  фотона, соответствует выражению адронного тока  $J_\mu^{\text{hadron}}$  (9). Каждое слагаемое в выражении (10) соответствует диаграмме на рис. 2, слева направо. В амплитуде (10) обеспечена непрерывность в описании электромагнитного фазы не только на асимптотических in- и out-состояниях (полусная часть обобщенной амплитуды), но и согласовано ее изменение с областью действия структурообразующих сил (регулярная составляющая). Применение редукционной техники, позволяет записывать матричные элементы различных электромагнитных процессов.

Полная амплитуда расщепления нелокального поля получается в результате последовательного включения фотона во внешние концы трехточечной функции Грина, что приводит к традиционному полюсному ряду и включению фотона в сильносвязную вершинную часть (8) треххвостки. В результате, образуется регулярная часть обобщенной полюсной калибровочно-замкнутой амплитуды [11, 13].

Фазовая экспонента обеспечивает непрерывность изменения зарядовой координаты – электромагнитной фазы на протяжении всего времени взаимодействия. На важность выполнения этого требования было еще указано Вейлем в начале прошлого столетия. Согласование трансляций масс и соответствующих им зарядов в пространственно-временном многообразии и присоединённом зарядовом пространстве, а также сохранение структуры группы локальной калибровочной симметрии за счет фазовой экспоненты обеспечивает [10-13] в амплитуде согласование действий законов сохранения энергии-импульса и закона сохранения заряда. Кроме того, привлечение дополнительного свойства индифферентности позволяет сохранить свойство универсальности электромагнитных взаимодействий в терминах минимальной связи для нелокальных полей,



что позволяет отделить электромагнитный аспект в исследованиях нелокальных полей от структурного.

Характерной особенностью регулярной части обобщенной полюсной амплитуды является присутствие в ней производной от вершины сильного взаимодействия, т.е. регулярная часть амплитуды определяется скоростью изменения вершины. Полюсная часть амплитуды определяется лишь самой вершинной функцией. Сама амплитуда автоматически удовлетворяет требованию динамического сохранения полного адронного тока независимо от явного функционального вида самой вершины. Другими словами, вершинной функции сильного взаимодействия отводится роль свободного функционального параметра, что обеспечивает инвариантность амплитуды относительно иерархической эволюции структурообразующих взаимодействий и набора составляющих нелокального поля. Это свойство дает возможность находить вершинную функцию как решение точного уравнения Бете-Солпитера или его квазипотенциальных аналогов на каждом доступном масштабе строения материи в процессах электромагнитного расщепления.

**2. Регулярная часть обобщенной полюсной амплитуды как мера нелокальности связанного состояния.** Ядерный потенциал, в котором находится нуклон, представляет собой установившееся равновесное состояние, образующееся в результате 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 электромагнитного расщепления атомных ядер и исследование импульсных распределений наборов составляющих, отвечающих различным структурным уровням строения материи. Сколь-нибудь адекватного аналитического выражения для ядерного потенциала, отвечающего всему энергетическому масштабу внутри ядра, а, следовательно, и ядерным вершинным функциям, в настоящее время не существует.

Импульсные распределения нуклонов в различных ядрах отражают их  $A$ -зависимость, а для фиксированного ядра высокоимпульсные «хвосты» указанных распределений содержат информацию об устройстве ядер на малых расстояниях. Все статические 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 непосредственно определяются значениями вершинной функции, но при этом отрицательную роль при получении информации о нуклон-ядерном взаимодействии оказывают электромагнитные формфакторы.

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.

Присутствие регулярной составляющей в полной амплитуде является следствием учета динамики в вершине сильного взаимодействия. Для изучения общих свойств ре-



гулярной части амплитуды и выявления физического смысла выполним иллюстративные расчеты расщепления скалярного нелокального поля, состоящего из двух скалярных «нуклонов». При этом будем акцентировать внимание лишь на электромагнитном 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 (см. рис. 1). Для скалярного поля выбор зависимости вершинной функции от квадрата относительного пространственно-подобного 4-импульса образовавшейся пары приводит к тому, что подынтегральное выражение в формуле (8) образует полный дифференциал и интеграл вычисляется [11]. Расчеты наблюдаемых для процессов двухчастичного электромагнитного 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]

$$M = e \cdot \varepsilon_\mu \cdot J^\mu, \tag{11}$$

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

$$J^\mu = J_{\text{pol}}^\mu + J_{\text{reg}}^\mu, \tag{12}$$

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

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

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

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 ( $q^2 = 0$ ).

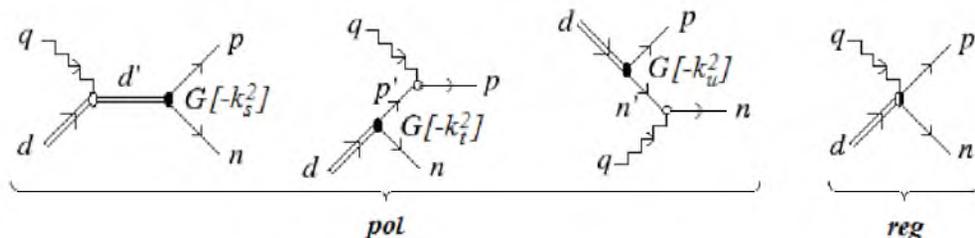


Рис. 3. Расщепление нелокального скалярного поля фотоном на два скалярных фрагмента

Нетрудно видеть, что полюсная часть полной амплитуды (11) описывает взаимодействие электромагнитного поля с асимптотически сформировавшимися в in- и out-



состояниях частицами ( $J_{\text{pol}}^\mu$ ). В то время как регулярная часть ( $J_{\text{reg}}^\mu$ ) той же амплитуды определяется “скоростью” изменения вершинной функции сильного взаимодействия  $G$  в соответствие с выражением (8), что в совокупности обеспечивает непрерывное изменение обобщенной зарядовой координаты – электромагнитной 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 электромагнитного поля  $\varepsilon_\mu^{(\parallel)} = (0; 1, 0, 0)$ ,  $\varepsilon_\mu^{(\perp)} = (0; 0, 1, 0)$ , в которой плоскость реакции совмещена с плоскостью  $xOy$ , а импульс протона направлен под углом  $\theta$  к оси  $Oz$ , для дифференциального сечения на не поляризованном фотонном пучке получим

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{c.m.} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|p|}{|\omega|} |\mathbf{M}|^2 = \frac{\alpha}{32\pi s} \frac{|p|^3 \sin^2 \theta}{|\omega|} \left[ \left( z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right]^2, \quad (13)$$

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

$s = (d + q)^2$ . Отметим, что полюсной части амплитуды отвечает выражение в круглых скобках, 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. Модели для вершины сильного взаимодействия будем выбирать так, чтобы они имели различные «скорости убывания» с ростом импульса, но были нормированы общим условием:

$$\iiint \Psi^2(p^2) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} = 1, \quad (14)$$

Для низкоэнергетической асимптотики Юкавы полагаем ядерную вершину равной константе  $G = \sqrt{\alpha_0/2\pi}$ , а соответствующая ей волновая функция принимает вид

$$\Psi_{\text{Yu}}(p^2) = \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\pi}} \frac{1}{(p^2 + \alpha_0^2)}, \quad \alpha_0 = \sqrt{m \cdot T_{\text{СВ}}}. \quad (15)$$

Она изображена на рис. 4 точечной кривой. Нормировочный коэффициент найден из условия (14).

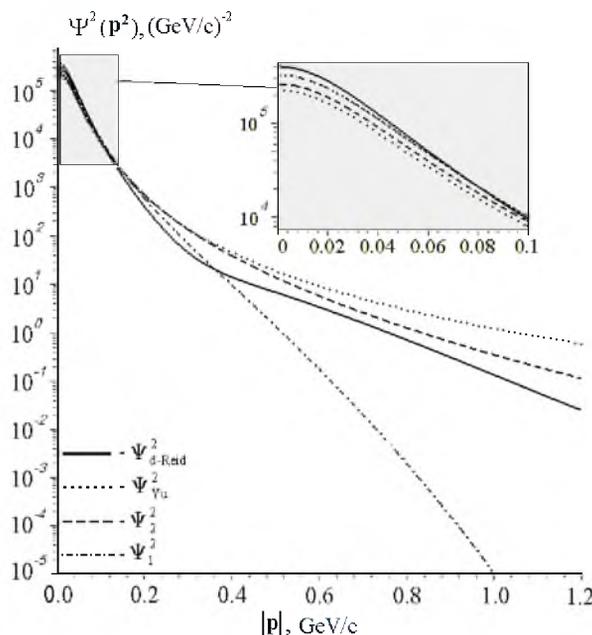


Рис. 4. Различные виды импульсного распределения составляющих в сильносвязной системе

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 (15). На рис. 4 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.

Пунктирная кривая на рис. 4 занимает в высокоимпульсной области промежуточное положение по отношению к асимптотическому и реалистическому распределениям  $G_2(p^2) = (\alpha_0 + 1)^{3/2} / (p^2 + 1)$ . «Жесткое» распределение, в котором значительно «меньше» высокоимпульсной компоненты полагаем  $G_1(p^2) = e^{-6p^2/m^2}$ ,  $\Psi_1(p^2) = e^{-6p^2/m^2} / (p^2 + \alpha_0^2) \cdot 3.04\pi$ .

В области малых относительных импульсов ( $|p| \leq 200$  МэВ/с) функции импульсного распределения 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 (15) регулярная часть амплитуды обращается в ноль  $\Psi(p^2) = G / (p^2 + \alpha_0^2)$ ,  $J_{reg}^\mu = (k^\mu / kq)(z_t + z_u - z_s)$ , т.е. в тех областях относительного импульса, где импульсные распределения неотличимы от асимптотического (15) для одночастичной волновой функции нуклона, которая



в координатном пространстве имеет вид

$$\Psi(p^2) \rightarrow \Psi(r) = \text{const} \cdot e^{-\alpha_0 r} / r. \quad (16)$$

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 долю электрических многочастичных вкладов в полную амплитуду в дополнение к одночастичным механизмам, согласованных между собой требованием сохранения структурного электромагнитного тока.

Отметим, что вклады в сечение от регулярной части амплитуды для двух вариантов параметризации вершинной функции  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  имеют конструктивный характер (рис. 5).

Импульсное распределение (кривая  $\Psi_2(p^2)$  на рис. 4) ближе к распределению соответствующему асимптотике Юкавы (точечная кривая), для которого вклад контактного механизма равен нулю, а, следовательно, полное сечение на рис. 5а фактически определяется лишь полюсной составляющей амплитуды при энергиях фотона от порога расщепления до 200 МэВ. Для распределения  $\Psi_1(p^2)$  (рис. 5b) вклад регулярной части амплитуды значителен, а отличие полного сечения от полюсного вклада при энергии фотона 200 МэВ составляет три раза.

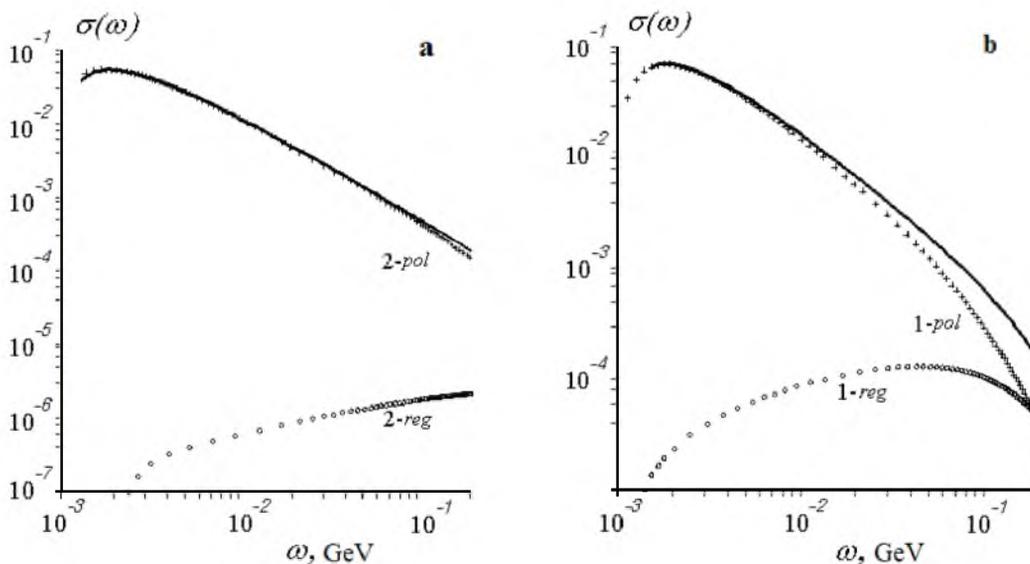


Рис. 5. Зависимость полного сечения (сплошная кривая) фоторасщепления скалярного дейтрона от энергии фотона в системе центра масс начальных частиц для импульсного распределения  $\Psi_2(p^2)$ . Вклады в сечение только от полюсной и регулярной частей амплитуды отмечены как 2-reg и 2-pol соответственно –(а); (b) – 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.



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.

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 фотосечений на ядрах при асимптотически больших энергиях фотонов  $1 \leq E_\gamma^{л.с.} \leq 100$  ГэВ за счет присутствия регулярной составляющей в амплитуде. Указанные сечения на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{82}\text{Rb}$  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 (12) по  $kq$  [10, 11] и приравняв его константе, получаем дифференциальное уравнение для вершинной функции

$$(z_t - z_u) \left( \frac{G(p^2)}{p^2 + \alpha_0^2} - \frac{\partial G(p^2)}{\partial p^2} \right) = \text{const}, \quad (17)$$

что обеспечит постоянство полного сечения при высоких энергиях. Его частное решение 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 функцию

$$G(s) = \frac{c_1}{4}(s - 4m^2) - \frac{\text{const}}{z_t - z_u}(s - M^2) \ln \frac{(s - M^2)}{4\alpha_0^2}, \quad (18)$$

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 [17] поведения полных фотосечений на дейтроне и протоне, которые приведены на одном рисунке (рис. 6). 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 сильновзаимодействующих частиц ( $pd$  и  $pn$ ), ( $\bar{p}d$  и  $\bar{p}n$ ), ( $\pi^-d$  и  $\pi^-p$ ), ( $K^-d$  и  $K^-p$ ) [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 [17] 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 (промежного 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, а постоянство полных сечений на дейтроне и протоне связано, лишь с размерами геометрических сечений соответствующих сферических областей конфайнмента, то величина их отношения равна  $\sqrt[3]{2^2} \approx 1,6$  (следствие свойства насыщения ядерных сил в теории ядра);

в-третьих, в пользу «одинакового устройства» протона и ядра дейтерия указывает поведение их полных фотосечений (рис. 6). 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. 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 системы 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 [18] 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 цветовых 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 электромагнитных взаимодействий. При энергиях фотона более 2 ГэВ достижим масштаб пространственно-временной локализации бесконечного числа почти нейтральных диполеподобных 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.

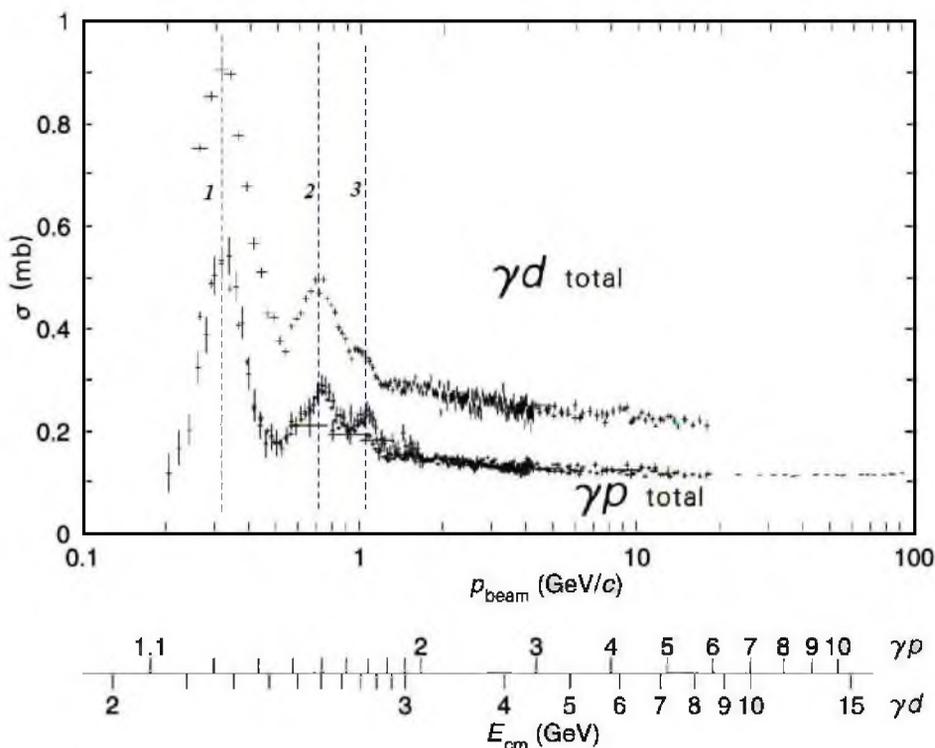


Рис. 6. Фото сечения на протоне и дейтроне в зависимости от импульса фотонов в лабораторной системе или полной энергии в системе центра масс [15]. Пунктирные вертикальные линии 1, 2 и 3 показывают основные резонансные пики возбуждения трех кварковых конфигураций в протоне и дейтроне.

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 на основе матричного элемента (9-10) с привлечением резонансной модели и вершинной функций

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2} \left[ \sqrt{\alpha_0 \pi m} - 3,5 \cdot \frac{(\alpha_0^2 - k^2) \ln \left( 1 - \frac{k^2}{\alpha_0^2} \right)}{(z_t - z_u)m} \right]. \tag{19}$$

В вершинной функции (19) первое выражение в квадратных скобках обеспечивает правильное низкоэнергетическое поведение полного сечения для электрически-дипольного поглощения на дейтроне у порога

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

с добавлением выражения (19), чтобы описать тенденцию высокоэнергетического поведения ( $E_\gamma^{л.с.} > 100$  ГэВ). Учет резонансов проведем в соответствии со стандартной

Брейт-Вигнеровской формой  $(m \cdot \Gamma_e/2)/(E_R - E - i\Gamma_{\text{tot}}/2)$  ( $E$  – полная энергия в системе центра масс), которые аддитивно добавлены в сечение (4) в выражение квадратной скобки. Результаты расчета полного сечения приведены на рис. 7.

К описанию экспериментальных данных полного сечения можно подойти с другой стороны: использовать свойство инвариантности вида полной амплитуды по отношению к иерархическому масштабу структурообразования.

Пусть структура ядра дейтерия на малых пространственно-временных масштабах формируется скалярными нелокальными полями в виде нейтральных  $q\bar{q}$  диполей (рис. 8). В этом случае, в отличие от выше рассмотренного случая, меняется зарядовая и массовая конфигурация процесса. Считаем, что цветовые степени свободы по-прежнему сокрыты в вершинной функции, а выделена лишь электромагнитная часть процесса.

Полный заряд диполя полагаем равным нулю ( $z_s = 0$ ), заряды кварков  $z_q = -z_{\bar{q}} = 1/3$ , массы кварков полагаем равными  $m_q = m_{\bar{q}} \equiv m = \text{МэВ}/c^2$ , связанной пары  $m_{q\bar{q}} = \text{МэВ}/c^2$ . Вершинную функцию (19) фиксируем выбором констант  $c_1 = 0$  и  $\text{const} = 1$  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. Распределению  $q\bar{q}$ -пар при высоких энергиях соответствует в (19) логарифмическое выражение. Условно говоря проведена «сшивка» решений для вершинных функций, описывающих поведение импульсных распределений составляющих различных структурных уровней.

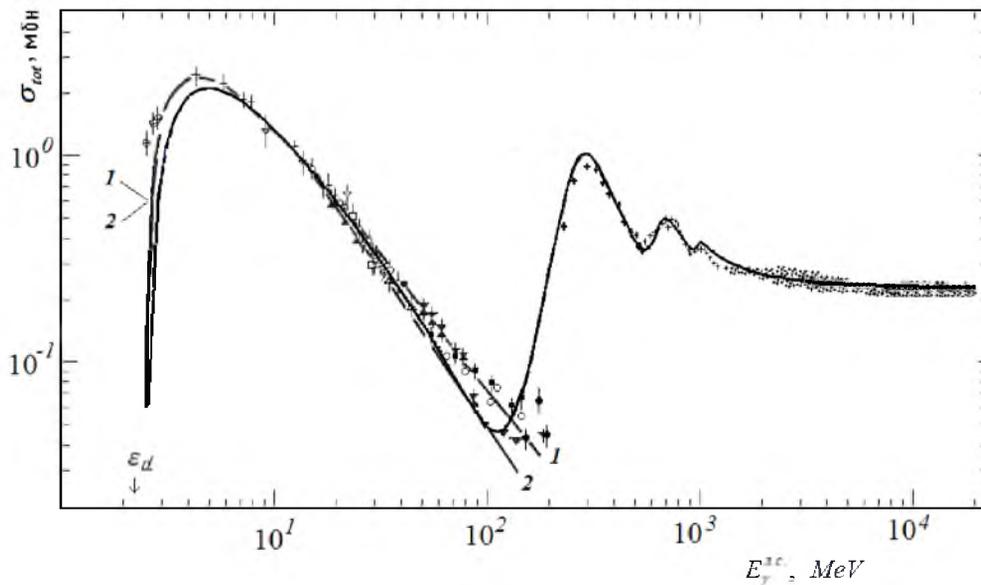


Рис. 7. Энергетическая зависимость полного фото сечения на ядре дейтерия от порога расщепления до 20 ГэВ для энергий фотона в лабораторной системе. Набор мировых данных по экспериментальным измерениям полного сечения при энергиях фотона меньших 200 МэВ [17]; высокоэнергетические данные эквивалентны данным 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) параметризаций. Оставшаяся кривая – модельный расчет на основе матричного элемента (1)-(2) и учета трех резонансов.

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

$$\Psi(p^2) = \frac{G(p^2)}{p^2 + \alpha_0^2} \sim c_1 - \frac{\text{const}}{(z_t - z_u)} \ln \left( \frac{p^2}{\alpha_0^2} + 1 \right).$$

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

$$\int e^{ipr} \ln \left( \frac{p^2}{\alpha_0^2} + 1 \right) \frac{d^3p}{(2\pi)^3} = -\frac{(1 + \alpha_0 r)}{2\pi} \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r^3},$$

а для соответствующей ей вершины получаем

$$\int e^{ipr} (p^2 + \alpha_0^2) \ln \left( \frac{p^2}{\alpha_0^2} + 1 \right) \frac{d^3p}{(2\pi)^3} = \frac{(3 + 3\alpha_0 r + \alpha_0^2 r^2)}{\pi} \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r^5}.$$

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

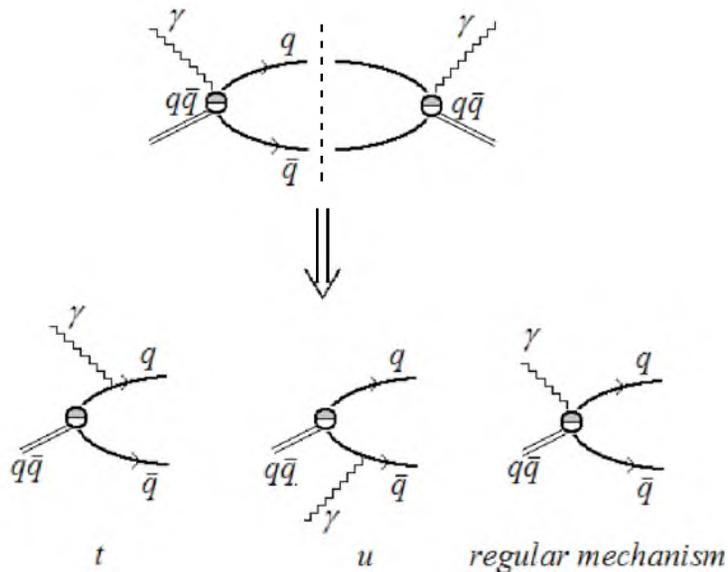


Рис. 8. Электромагнитное расщепление скалярного кварк-антикваркового диполя



Расчет полного сечения на основе амплитуды (9,10) с учетом иерархии масштабов структурообразования приводит к результату, приведенному на рис. 7.

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 электромагнитного тока.

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 квантовой электродинамики, позволяет последовательно ввести в рассмотрение нелокальные поля материи, не привлекая методов построения лагранжиана взаимодействия. Объективные требования являются следствием адекватного описания картины взаимодействия электромагнитного поля с сильно связанным полем. На основе выбора структуры обобщенного конфигурационного пространства проведено согласование трансляций для корректного описания перераспределения заряда и массы нелокального поля между его фрагментами в области структурообразующего взаимодействия. Дополнительные ограничения при согласовании трансляций связаны с привлечением свойства неотделимости понятий заряда и массы и соответствия принципу индифферентности электромагнитных сил по отношению к другим типам взаимодействий. На основе использования нелокальных калибровочно-инвариантных двух- и трехточечных функций Грина, в которых структура гайзенберговских полевых операторов согласована со структурой обобщенного конфигурационного пространства и результата вычисления от них функциональных производных по вектору-потенциалу калибровочного поля приводит к определению электромагнитных 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 электромагнитного поля. В результате проведенных действий удастся отделить электромагнитный аспект исследований от структурного, сохранив при этом в неизменном виде группу  $U(1)$ -калибровочной симметрии и обеспечить тем самым выполнение свойства универсальности электромагнитных взаимодействий в минимальном формате так



же и для нелокальных полей.

Присутствие регулярной части в обобщенной полюсной амплитуде электромагнитного 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 квантовой электродинамики для исследования нелокальных полей, но при этом не изменяет ни единого результата, полученного ранее в локальном квантово-полевом подходе.

### Литература

1. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.Т. Общие принципы квантовой теории поля / М.: Наука: Гл. ред. физ.-мат. лит., 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. – 44. – P.887-897. Mandelstam S. Quantum electrodynamics without potentials // Ann. Phys. – 1962. – 19. – P.1-24.
4. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Инопин Е.В., Кириченко И.К. Релятивистские связанные системы в квантовой электродинамике // ЯФ. – 1989. – 49;3. – С.749-763.
5. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Золенко В.А. и др. Ковариантный подход в теории фотоядерных реакций  $\gamma 0^+ \rightarrow 1/2^+ + 1/2^+$  и его реализация на ядре  ${}^4\text{He}$  // ЯФ. – 1991. – 53;2. – С.365-390.
6. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. и др. Электродезинтеграция ядра  ${}^4\text{He}$ :  ${}^4\text{He}(e,e'\text{N})\text{T}$  // ЯФ. – 1992. – 55;2. – С.325-344.
7. 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. – 57;5. – С.798-809.
8. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. Электродезинтеграция ядра  ${}^4\text{He}$ :  ${}^4\text{He}(e,e'd){}^2\text{H}$  // ЯФ. – 1995. – 58;3. – С.439-447.
9. Касаткин Ю.А. Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ. – 2009. – 6;1(150). – С.41-53.
10. Касаткин Ю. А. Локальная U(1)-калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем // Письма в ЭЧАЯ. – 2004. – 1;5(122). – С.30-49.
11. Касаткин Ю. А. Возможность единого описания локальных и нелокальных электромагнитных взаимодействий // Вестник Харьковского национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля». – 2008. – 808;2/38/. – С.61-67.
12. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Клепиков В.Ф., Корж А.П. Нелокальные взаимодействия в квантовой электродинамике // Х.: Студцентр, 2009. – 240 с.
13. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей / М.: Наука, 1988. – 272 с.
14. Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W. Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien // Nuovo Cim. – 1955. – 1. – P.205-223; Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien, II // Nuovo Cim. – 1957. – 6. – P.319-338.
15. Wightman A. S. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values // Phys. Rev. – 1956. – 101. – P.860-879; Review of Particles Properties. Particles and Fields. Part II // Phys. Rev. D. – 1992. – 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. – 44;5(11). – С.1171-1186.



## GENERAL METHOD OF INTERACTION LAGRANGIAN CONSTRUCTING FOR ELECTROMAGNETIC PROCESSES OF NONLOCAL FIELDS SPLITTING

G.I. Kanyuk, Yu.A. Kasatkin, I.K. Kirichenko, O.D. Ptashny

Ukrainian engineering and pedagogical academy,  
Universitetskaya St., 16, Kharkov, 61003, Ukraine,  
e-mail: [YuKasatkin2007@yandex.ru](mailto:YuKasatkin2007@yandex.ru), [ikir238@rambler.ru](mailto:ikir238@rambler.ru)

**Abstract.** Additional involvement to theory the concept of inherence of electrical charge and mass for fundamental particles, and also the indifference property of electromagnetic forces relative to interactions generated of structures permits to conserve the structure of gauge symmetry group for nonlocal fields in changeless form and, due to this, to support the correct dissemination outside the local theory. The structure limit to the local theory is explored.

**Key words:** local lagrangian, nonlocal interactions, gauge invariance, Green's function, momentum distributions.