

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ ДЛЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ОПИСАНИЯ НЕЛОКАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КЭД

Ю. А. Касаткин¹

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина

Предложенная работа завершает цикл работ, опубликованных автором в журнале «Письма в ЭЧАЯ», по построению и обоснованию общего подхода совместного описания в рамках квантовой электродинамики как локальных, так и нелокальных полей материи. Дополнительное привлечение к рассмотрению свойств неотделимости понятия о заряде от понятия массы для фундаментальных частиц, а также индифферентности электромагнитных сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям, которые в локальной теории носили скрытый характер, позволило сохранить в неизменном виде группу локальных калибровочных симметрий и обеспечить корректный выход за рамки локальной теории. Исследован структурный предел к локальному рассмотрению, не нарушающий при этом ранее полученных в рамках локальной теории результатов. Обсуждаются общие свойства регулярной части обобщенной полюсной амплитуды.

The offered work completes the cycle of works, published by the author in the journal «Particles and Nuclei, Letters» on construction and ground of general approach of joint description within the framework of QED of both local and nonlocal fields of matter. Additional use of properties of inseparability of notion about a charge from notion of mass for fundamental particles and indifference of EM forces in relation to structure-formative interactions which in a local theory carried the hidden meaning, allowed saving in an unchanging kind the group of local gauge symmetries as well as providing a correct output for local theory limits. A structural limit to local consideration is explored, not violating here the before obtained results within the framework of local theory. A common property of regular part of the generalized pole amplitude is being discussed.

PACS: 11.10.Lm

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

¹E-mail: YuKasatkin2007@yandex.ru

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

Источник указанных трудностей связан с проявлением в процессах ЭМ-расщепления нелокальных полей дополнительного структурообразующего взаимодействия, которое в отличие от ЭМ 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 неизвестного закона 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, не представляется возможным.

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. 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 видна явная составная природа частиц, поскольку в конечном состоянии регистрируются составляющие его фрагменты. Такую асимметрию между начальным и регистрируемым наборами частиц в присутствии неизвестного сильного взаимодействия не удастся описать аксиоматическими соглашениями КЭД с использованием лагранжева формализма. Формализм использования лагранжиана для системы взаимодействующих полей должен удовлетворять принципу *асимптотической аддитивности*. Согласно этому принципу взаимодействующие поля — заряженное материальное и ЭМ, будучи разнесенными на достаточно большое расстояние, — описываются в отдельности своими лагранжианами, которые отвечают их свободным состояниям. Для включения дальнедействующего ЭМ-поля используется адиабатическое соглашение. 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 по причине утраты информации о сильном взаимодействии, а также за счет присутствия различающихся наборов частиц в начальном и конечном состояниях. Применение адиабатической концепции КЭД 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 КЭД.

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 (правда, за исключением протона). 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 методов локальной КЭД для исследования структуры нелокальных полей [2] связано с обеспечением требования калибровочной симметрии ковариантной амплитуды и одновременным учетом в ней динамики вершин сильного взаимодействия. В противном случае нарушение требования сохранения полного ЭМ-структурного тока приводит к *неконтролируемому искажению* получаемой информации о свойствах структурообразующих взаимодействий за счет включения в ее содержание некорректно учтенной ЭМ-составляющей.

Настоящая работа посвящена развитию альтернативного подхода и обоснованию дополнительных требований по отношению к существующим в КЭД для адекватного исследования процессов ЭМ-расщепления нелокальных полей материи, равно как и локальных.

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ФОРМУЛИРОВКА КЭД. ВЕРШИНЫ И АМПЛИТУДЫ

Изначальная постановка задачи по построению теории нелокальных взаимодействий на основе уже существующей локальной теории с математической точки зрения представляет собой некорректно поставленную задачу. Попытка обобщить локальную теорию на нелокальные взаимодействия, где понятие локальности выступает в структурном аспекте односторонней асимптотикой нелокальности, и восстановить теорию по этой асимптотике не является корректной процедурой. Одна из возможностей построения такой теории связана с выбором в качестве исходных «первых принципов» нелокальных конструкций, которые на определенном этапе рассмотрения допускают известный локальный структурный предел.

В предыдущих работах [3, 4] было показано, что согласование вида полевого оператора фундаментального (локального) поля материи со структурой пространственно-временного многообразия и присоединенного пространства внутренней $U(1)$ -симметрии, в котором определено правило [5], позволяющее находить изменение полной волновой функции поля не только за счет его трансляции по 4-мерной траектории с заданной начальной пространственно-временной точкой в базовом пространстве, позволяет также согласовывать это изменение с изменением ее зарядовой составляющей в присоединенном пространстве за счет введения «обобщенной зарядовой координаты» — фазовой экспоненты, что в результате обеспечивает локализацию калибровочной симметрии [3] лагранжиана свободного электронного поля. Р-упорядоченная экспонента является «обобщенной зарядовой координатой» в присоединенном касательном пространстве и определяет количественное изменение полевой функции заряженного поля материи в этом пространстве в соответствии с требованием равенства ковариантной производной от этой функции в направлении касательного пространства к любым траекториям в пространственно-временном континууме с фиксированной начальной 4-точкой

$$\left. \frac{dx_\mu(s)}{ds} D^\mu \psi(x) \right|_{x=x(s)} = \left. \frac{dx_\mu(s)}{ds} (\partial^\mu + ieA^\mu) \psi(x) \right|_{x=x(s)} = 0, \quad (1)$$

где s — параметр собственной длины траектории $x_\mu(s)$; e — заряд частицы; A^μ — вектор-потенциал ЭМ-поля. Решение уравнения (1) имеет вид

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

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

Как показано в [3], дополнительное присутствие фазового множителя (2) у волновых функций фермионного или скалярного полей и их подстановка в соответствующие лагранжианы, которые описывают их свободные состояния, мгновенно приводит к восстановлению локальной калибровочной симметрии и определяет соответствующие лагранжианы взаимодействия, что возвращает нас к стандартным конструкциям построения локальной КЭД. Но вместе с тем здесь открываются новые возможности, которые позволяют придать иную интерпретацию уже известным фактам.

Во-первых, если считать уравнение (1) первичным, то становится понятным происхождение «рецепта» КЭД для включения ЭМ-поля в лагранжиан за счет замены обычных производных на ковариантные.

Во-вторых, происходит замена традиционного для КЭД хронологического упорядочения (Т-упорядочение введено авторами [6] в вакуумные средние в отличие от рассмотренного в [7]) операторов в вакуумных средних на хронологически-пространственное упорядочение (Р-упорядочение). Это можно объяснить следующим образом. В локальной КЭД фундаментальные заряженные поля материи в процессе взаимодействия с ЭМ-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 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 ($e \leftrightarrow e$, $m \leftrightarrow m$). Взаимодействие калибровочного поля с сохраняющимся зарядом регламентировано 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 в соответствии с аддитивными законами сохранения. В этом случае симметрия обретает вид $e \rightarrow e_1 + e_2$, $m \rightarrow m_1 + m_2$ и операция Р-упорядочения в обобщенной зарядовой координате адекватно описывает возникающую ситуацию.

Математическую конструкцию, описывающую трансляции заряженного поля в соответствии с уравнением (1), дополним физическим содержанием, которое придаст ей

общий характер. Экспериментально установленный факт выражает свойство *неотделимости* понятия об электрическом заряде 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 структурообразующих сил под действием возмущения, вносимого ЭМ-полем, то необходимо привлечь анзац неизменности свойств ЭМ-сил в зависимости от присутствия иных видов взаимодействий, т. е. их *индифферентность* по отношению к присутствию всех известных в настоящее время взаимодействий, и сохранить лишь их способность реагировать на сохраняющийся заряд, не выявляя при этом деталей, возникших под действием внешнего фотонем энергетического возмущения структурных 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 информацию об импульсных распределениях кварков или нуклонов в указанных областях. Подтверждением тому является отсутствие вершин взаимодействия фотона с глюоном или гравитоном как следствие отсутствия у них электрического заряда. Электрический заряд сохраняется всегда и безотносительно к присутствию в процессе других взаимодействий. В локальной формулировке теории эти симметрии были не востребованы по причине постоянства массы и заряда в течение всего времени взаимодействия, например, присутствия электрона и фотона в конце и начале взаимодействия.

Как уже отмечалось, приведение вида волновой функции заряженной частицы со структурой выбранного пространства $\psi(x) \rightarrow \psi(x; A) = P \exp \left[ie \int_a^x A_\mu(\xi) d\xi^\mu \right] \psi(x)$ в соответствие с (1), (2) восстанавливает локальную калибровочную симметрию свободного лагранжиана в присутствии ЭМ-поля, но оставляет рассмотрение в рамках локального подхода (4-точка a — начало отсчета ЭМ-потенциала, которая в билинейных комбинациях исключается из рассмотрения).

Как показано в [3], альтернативного построения локальной КЭД можно достичь на основе изначального использования нелокальной калибровочно-инвариантной 2-точечной функции Грина (ФГ) (не ограничивая общности, рассмотрение проводим на примере скалярного поля):

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

исключив этап построения лагранжиана взаимодействия и S-матрицы. Выражение для ФГ (2) инвариантно относительно преобразования поля $\phi(x)$ и вектор-потенциала $A_\rho(\xi)$ ЭМ-поля

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

Обратим внимание, что если материальное поле $\phi(x)$ в выражении (3) нелокальное и при его перемещении из 4-точки x в точку y в присутствии ЭМ-поля оно сохраняет

свою индивидуальность, т. е. информация о структурообразующих силах остается за пределами рассмотрения, то оно неотлично от описания фундаментального поля в этом же выражении.

Как показано в [4], ФГ (2) в результате вычисления от них функциональных производных по вектор-потенциалу калибровочного поля приводят в импульсном представлении к соответствующим ЭМ-вершинам с учетом статистики материальных полей, которые согласованы с ФГ свободных частиц до и после взаимодействия

$$\begin{aligned} \frac{\delta D_{\text{nonlocal}}(x, y; A)}{\delta A_\mu(r)} \Big|_{A=0} A_\mu(r) &\rightarrow (2\pi)^4 \delta(p+q-p') e \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial (p+\lambda q)_\mu} = \\ &= (2\pi)^4 \delta(p+q-p') D(p+q) \{-e \varepsilon_\mu (p+p')^\mu\} D(p), \end{aligned} \quad (5)$$

где $D(p) = 1/(p^2 - m^2 + i0)$ — ФГ скалярной частицы.

Иначе говоря, вся информация об ЭМ-взаимодействиях в КЭД в компактном виде содержится в нелокальных структурах (2), независимо от того, отвечают ли гейзенберговские поля в двухточечной ФГ локальной или нелокальной частице, лишь бы ее масса и заряд оставались неизменными в течение всего времени взаимодействия.

Если скалярное поле в присутствии ЭМ распадается на два скалярных фрагмента, то соответствующая трехточечная нелокальная калибровочно-инвариантная ФГ, а точнее лишь ее сильносвязная вершинная часть, так как ее внешние концы представляют собой двухточечные ФГ (3) и уже рассмотрены выше, имеет вид [4]

$$G(x, y, z; A) = i \left\langle P \left(\phi(z) \exp \left[i e_1 \int_x^z dr_\rho A^\rho(r) \right] \phi_1^+(x) \exp \left[i e_2 \int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r) \right] \phi_2^+(y) \right) \right\rangle. \quad (6)$$

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

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

при условии сохранения заряда $e = e_1 + e_2$. Важно отметить, что калибровочная симметрия выражения (6) обеспечена для нелокального поля в гейзенберговском представлении $\phi(z)$ и его фрагментов $\phi_1(x)$, $\phi_2(y)$ безотносительно к необходимости конкретизации деталей сильного взаимодействия. Это следствие свойства *индифферентности* ЭМ-сил по отношению к структурообразующим взаимодействиям. Кроме того, в ФГ (6) прослеживается связь между требованием инвариантности по отношению к калибровочным преобразованиям (7) как следствие аддитивного закона сохранения заряда (в противном случае $e \neq e_1 + e_2$ фазовые экспоненциальные множители не сокращаются). На этом этапе рассмотрения происходит «разделение» ЭМ-аспекта исследований и структурного.

Вычисляя функциональную производную от выражения (6) и действуя аналогично при выводе (5), получаем [4] в импульсном представлении

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

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

Полная амплитуда расщепления нелокального поля получается в результате последовательного включения фотона во внешние концы трехточечной ФГ, что приводит к традиционному полюсному ряду, и включение фотона в сильносвязную вершинную часть (8) приводит к регулярной части обобщенной полюсной калибровочно-замкнутой амплитуды.

Фазовая экспонента открывает возможность *локального согласования трансляций в пространственно-временном многообразии и присоединенном пространстве внутренних симметрий*, вызванного *перераспределением массы и заряда* нелокального поля материи и его фрагментов. Указанное согласование проведено не только на асимптотических in- и out-состояниях (полюсная часть обобщенной амплитуды), но и в области интенсивных структурообразующих сил ограниченного радиуса действия (регулярная ее составляющая). Иначе говоря, обеспечена непрерывность изменения зарядовой координаты — ЭМ-фазы — на протяжении всего времени взаимодействия. Согласование трансляций масс и соответствующих им зарядов в пространственно-временном многообразии и присоединенном зарядовом пространстве, а также сохранение структуры группы локальной калибровочной симметрии за счет фазовой экспоненты обеспечивает [3, 4] в амплитуде *согласование действий* законов сохранения энергии-импульса и закона сохранения заряда (или сохранения нелокального ЭМ-тока). Кроме того, привлечение дополнительного свойства *индифферентности* позволяет сохранить свойство *универсальности* ЭМ-взаимодействий в терминах *минимальной* связи для нелокальных полей, что позволяет отделить ЭМ-аспект в исследованиях нелокальных полей от направления, связанного с чисто структурными исследованиями.

Характерной особенностью регулярной части обобщенной полюсной амплитуды является присутствие в ней производной от вершины сильного взаимодействия. В это время полюсная часть определяется лишь самой вершинной функцией. Сама амплитуда автоматически удовлетворяет требованию динамического сохранения полного адронного тока независимо от явного функционального вида самой вершины. Иначе, вершинная функция является *свободным функциональным параметром*, обеспечивающим инвариантность амплитуды относительно *иерархической эволюции* структурообразующих взаимодействий и составляющих нелокального поля. Это обеспечивает возможность находить вершинную функцию сильного взаимодействия как решение точного уравнения Бете–Солпитера или его квазипотенциальных аналогов на каждом доступном масштабе строения материи и тестировать их в процессах ЭМ-расщепления.

РЕГУЛЯРНАЯ ЧАСТЬ ОБОБЩЕННОЙ ПОЛЮСНОЙ АМПЛИТУДЫ КАК МЕРА НЕЛОКАЛЬНОСТИ СИЛЬНОСВЯЗАННОГО ПОЛЯ МАТЕРИИ

Возникновение 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 численные расчеты расщепления скалярного нелокального поля, состоящего из двух скалярных «нуклонов» или процесса ЭМ-расщепления кварк-антикваркового нейтрального скалярного диполя (типа позитрония), при этом акцентируя 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 (рис. 1). Для скалярного поля выбор зависимости вершинной функции от квадрата относительного пространственноподобного 4-импульса образовавшейся пары (следствие трансляционной инвариантности) приводит к тому, что подынтегральное выражение в (8) образует полный дифференциал, и интеграл вычисляется [3]. Расчеты наблюдаемых для процессов двухчастичного ЭМ-расщепления ядер дейтерия и гелия с учетом спиновой структуры и реалистических параметризаций ядерных функций в развитом подходе выполнены в работах [8, 9].

Запишем матричный элемент фоторасщепления скалярного поля на два фрагмента [3],

$$M = e\varepsilon_\mu J^\mu, \quad (9)$$

где $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $\alpha = 1/137$, а ток J^μ , отвечающий диаграммам на рис. 1, имеет вид

$$J^\mu = J_{\text{pol}}^\mu + J_{\text{reg}}^\mu, \quad (10)$$

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

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

$z_{s,t,u}$ — заряды частиц в единицах элементарного заряда e ; k_μ — относительный пространственноподобный 4-импульс pn -пары $k \equiv k_s = \frac{p-n}{2} \stackrel{\text{с.п.и.}}{\equiv} (0; \mathbf{p})$. Вершинная функция $G_i \equiv G(-k_i^2)$, $i = [s, t, u]$, зависит от квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса: $k_t = \frac{p' - n}{2} = k_s - \frac{q}{2}$, $k_u = \frac{p - n'}{2} = k_s + \frac{q}{2}$, $q = (\omega; \boldsymbol{\omega})$ — 4-импульс фотона ($q^2 = 0$).

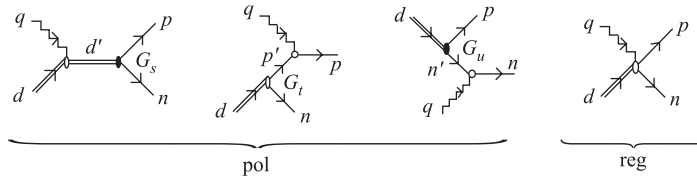


Рис. 1. Расщепление нелокального поля фотоном на два скалярных фрагмента

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

$$\varepsilon_{\mu}^{(\parallel)} = (0; 1, 0, 0), \quad \varepsilon_{\mu}^{(\perp)} = (0; 0, 1, 0), \quad (11)$$

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

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{cm}} = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\mathbf{p}|}{|\omega|} \overline{|M|^2} = \frac{\alpha}{32\pi s} \frac{|\mathbf{p}|^3 \sin^2 \theta}{|\omega|} \left[\left(z_t \frac{G_t}{pq} - z_u \frac{G_u}{nq} \right) - \frac{(z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s)}{kq} \right]^2, \quad (12)$$

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

$s = (d + q)^2$. При выводе выражения для матричного элемента (12) на основе (10) использовано соотношение $\varepsilon_{\mu} p^{\mu} = -\varepsilon_{\mu} n^{\mu} = \varepsilon_{\mu} k^{\mu}$. Отметим, что полюсной части амплитуды отвечает выражение в круглых скобках в (12), где отсутствует составляющая полюсного вклада от s -канала за счет выбора системы отсчета, в то время как в регулярной части амплитуды (оставшееся выражение в квадратных скобках) вершинная функция от s -канала сохраняется.

Для выявления общих свойств регулярной составляющей амплитуды и выяснения физического смысла выполним численные расчеты энергетического поведения полного сечения расщепления скалярного поля в зависимости от различных моделей 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:

$$\iiint \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \Psi^2(\mathbf{p}^2) = 1. \quad (13)$$

Для низкоэнергетической асимптотики Юкавы полагаем ядерную вершину равной константе $G_{Yu}(\mathbf{p}^2) \equiv 1$, а соответствующая ей волновая функция принимает вид

$$\Psi_{Yu}(\mathbf{p}^2) = \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\pi}} \frac{1}{(\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2)}, \quad \alpha_0 = \sqrt{m\varepsilon_{\text{св}}}, \quad (14)$$

на рис. 2 она изображена пунктирной кривой. Нормировочный коэффициент найден из условия (13). Какое влияние будет оказывать регулярная часть амплитуды в реалистическом расчете сечения на дейтроне, исходя из нуклонного его устройства, можно будет узнать уже на этапе исследования поведения его импульсного распределения и сравнения с низкоасимптотическим распределением Юкавы (14). На рис. 2 импульсное распределение нуклонов в дейтроне $\Psi_{d-\text{Reid}}^2(\mathbf{p}^2) = u^2(\mathbf{p}^2) + w^2(\mathbf{p}^2)$ с учетом вкладов S - и D -волн в параметризации Рейда изображено сплошной кривой.

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

$$G_2(\mathbf{p}^2) = \frac{(\alpha_0 + 1)^{3/2}}{\mathbf{p}^2 + 1}.$$

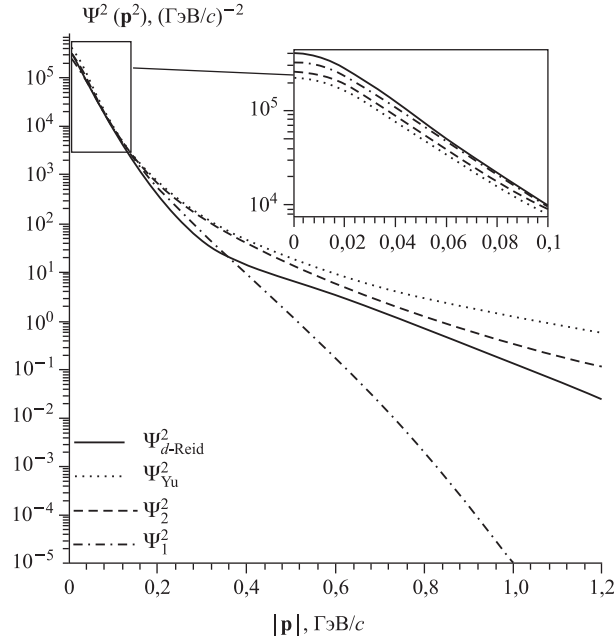


Рис. 2. Различные виды импульсного распределения составляющих в сильносвязанной системе

Наконец, имеется «жесткое» распределение, в котором значительно меньше высокоимпульсной компоненты

$$G_1(\mathbf{p}^2) = e^{-6\mathbf{p}^2/m^2}, \quad \Psi_1(\mathbf{p}^2) = \frac{e^{-6\mathbf{p}^2/m^2}}{(\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2) \cdot 3,04\pi},$$

но есть наибольшая по модулю производная по отношению к остальным распределениям.

В области малых относительных импульсов ($|\mathbf{p}| \leq 200$ 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 ($G = \sqrt{\alpha_0/2\pi}$) регулярная часть амплитуды обращается в ноль

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

т. е. в тех областях относительного импульса, когда импульсные распределения неотличимы от асимптотического распределения (14) (область порога расщепления) для одночастичной волновой функции нуклона, которая в координатном пространстве имеет вид

$$\bar{\Psi}(\mathbf{p}^2) \rightarrow \Psi(r) = \text{const} \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r}. \quad (15)$$

В связи с этим устанавливается физический смысл контактного механизма в полной амплитуде: *регулярная часть полюсной амплитуды учитывает динамическое отличие в*

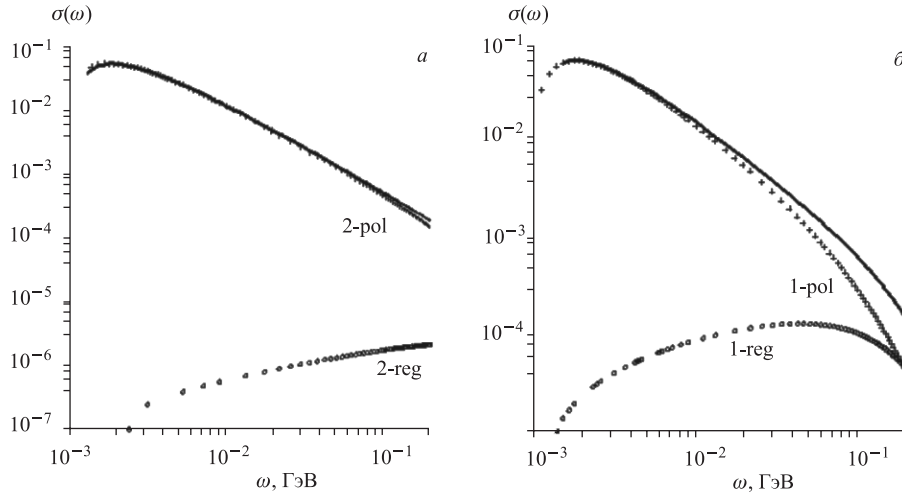


Рис. 3. *а*) Зависимость полного сечения (сплошная кривая) фоторасщепления скалярного дейтрона от энергии фотона в системе центра масс начальных частиц для импульсного распределения $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$. Вклады в сечение только от полюсной и регулярной частей амплитуды отмечены как 2-reg и 2-pol соответственно.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

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 обоих вариантов параметризации вершинной функции имеют конструктивный характер (интерференция положительна), а величина вкладов различна (рис. 3, *а*, *б*) для разной скорости их убывания.

Импульсное распределение (кривая $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$ на рис. 2) ближе к распределению, соответствующему асимптотике Юкавы (пунктирная кривая), для которого вклад контактного механизма равен нулю, а следовательно, полное сечение на рис. 3, *а* фактически определяется лишь полюсной составляющей амплитуды при энергиях фотона от порога расщепления до 200 МэВ. Для распределения $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$ (рис. 3, *б*) вклад регулярной части амплитуды значителен, а отличие полного сечения от полюсного вклада при энергии фотона 200 МэВ тройное.

Доля вклада регулярной части в полное сечение (включая интерференцию) для импульсного распределения $\Psi_1(\mathbf{p}^2)$ составляет 27 %, а для $\Psi_2(\mathbf{p}^2)$ — 3 %.

Для выявления роли регулярной части в формировании высокоэнергетического поведения сечения выполним разложение матричного элемента по kq [3] и, удерживая лишь первый неисчезающий член разложения, приравняем матричный элемент константе, получаем дифференциальное уравнение для вершинной функции

$$(z_t - z_u) \left(\frac{G(\mathbf{p}^2)}{\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2} - \frac{\partial G(\mathbf{p}^2)}{\partial \mathbf{p}^2} \right) = \text{const}, \quad (16)$$

что обеспечит постоянство полного сечения при высоких энергиях. Частное решение уравнения (16) имеет вид

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

где c_1 — константа интегрирования. Вводя квадрат полной энергии в с. ц. и., получаем

$$G(s) = \frac{c_1}{4}(s - 4m^2) - \frac{\text{const}}{4(z_t - z_u)}(s - M^2) \ln \frac{(s - M^2)}{4\alpha_0^2}, \quad (17)$$

которая при $\mathbf{p} = 0$ ($s = 4m^2$) 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.

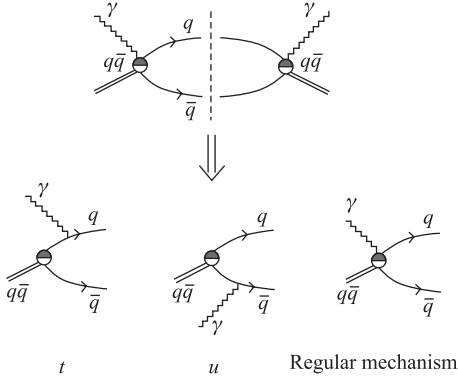


Рис. 4. Электромагнитное расщепление скалярного кварк-антикваркового диполя

Пусть структура материи на малых пространственно-временных масштабах формируется скалярными нелокальными полями в виде нейтральных $q\bar{q}$ -диполей (рис. 4). В этом случае в отличие от рассмотренного выше меняется зарядовая и массовая конфигурация процесса. Считаем, что цветовые степени свободы по-прежнему сокрыты в вершинной функции, а выделена лишь ЭМ-часть процесса.

Положим заряд диполя $z_s = 0$, заряды кварков $z_q = -z_{\bar{q}} = 1/3$, массы кварков равными $m_q = m_{\bar{q}} \equiv m = 200$ МэВ, $m_{q\bar{q}} = 395$ МэВ, а константы в выражении (13) выберем так ($c_1 = 0$)

$$G(-k^2) = 8\sqrt{2} \left[\sqrt{\alpha_0 \pi} m - \frac{(\alpha_0^2 - k^2) \ln(1 - (k^2/\alpha_0^2))}{(z_t - z_u) m} \right],$$

чтобы нуклонному «устройству» нелокального поля при низких энергиях соответствовало первое выражение в квадратных скобках, и оно воспроизводило бы сечение

электрически-дипольного поглощения у порога $\sigma^{(el)}(\omega) = \frac{8\pi}{3} \alpha (z_t - z_u)^2 \frac{\sqrt{\varepsilon_d} (\omega - \varepsilon_d)^{3/2}}{m\omega^3}$,

а распределению $q\bar{q}$ -пар при высоких энергиях фотонов — второе 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 бесконечного числа кварков в ограниченной области пространства близко к равномерному или же к слабо растущему логарифмическому —

$\Psi(\mathbf{p}^2) = \frac{G(\mathbf{p}^2)}{\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2} \sim c_1 - \frac{\text{const}}{(z_t - z_u)} \ln \left(\frac{\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2}{\alpha_0^2} \right)$. Обратное преобразование Фурье для логарифмической части указанной волновой функции приводит к выражению $\int e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \ln \left(\frac{\mathbf{p}^2 + \alpha_0^2}{\alpha_0^2} \right) \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} = -\frac{(1 + \alpha_0 r)}{2\pi} \frac{e^{-\alpha_0 r}}{r^3}$ (сравнить с (15)).

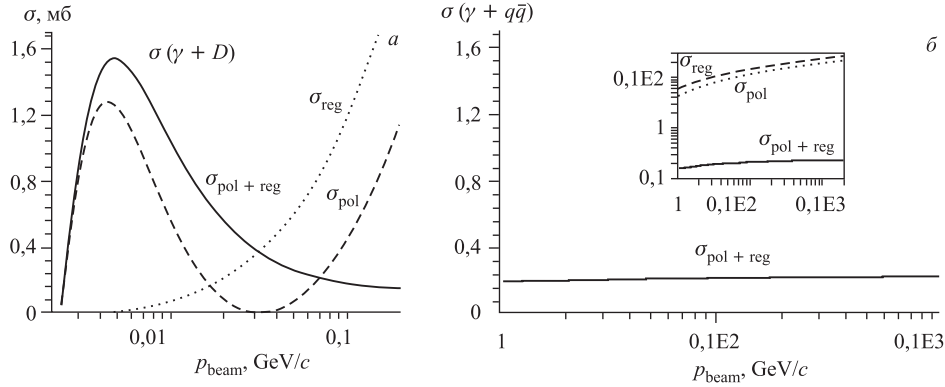


Рис. 5. а) Низкоэнергетическое поведение полного сечения на скалярном дейтроне и вклады от полюсной и регулярной частей полной амплитуды. б) Высокоэнергетическая асимптотика сечения фотопоглощения на кварк-антикварковой связанной паре

Вызывает интерес экспериментальный факт [10] поведения полных сечений фотопоглощения на дейтроне и протоне, которые приведены на одном рисунке. Трудно указать механизм реакции, который бы столь длительно удерживал величины обоих полных сечений параллельными на столь широком интервале энергий фотонов (1–20 ГэВ) с практически постоянным значением их величины. Если предположить, что сечения достигли насыщения и фактически определяются геометрическими размерами области конфайнмента, то их размеры будут иметь значения $r_p = \sqrt{\sigma_{\gamma p}/\pi} \sim \lambda_{\gamma}/2 \sim 0,02f$ (для дейтрона $r_d \sim 0,027f$ как 6- q -системы). Аналогичная ситуация [10] прослеживается для полных сечений (pd и pn), ($\bar{p}d$ и $\bar{p}n$), (π^-d и π^-p), (K^-d и K^-p) рассеяния в еще более широких диапазонах импульсов налетающих пучков в лабораторной системе — от $\sim (1-300)$ ГэВ/с.

Расчет полного сечения на основе амплитуды (12) приводит к результату на рис. 5. В расчете (рис. 5) обеспечивается непрерывная «сшивка» двух асимптотик. Для расчета сечений на основе нуклонных представлений о ядерном устройстве при низких энергиях фотонов и кварковых образований при больших энергиях приобретает актуальность вопрос о нахождении единого решения для вершинной функции, что эквивалентно обеспечению непрерывности потенциалов в переходной области. В обоих расчетах наблюдается устойчивость используемого приближения на основе первого неисчезающего члена разложения полного тока [3], которое, будучи подставленным в выражение полной (неразложенной) амплитуды (9), (10), обеспечивает устойчивое значение полного сечения.

Отметим общее свойство обобщенной калибровочно-инвариантной полюсной амплитуды (9), (10). Относительный знак между полюсной и регулярной частями в обобщенной амплитуде фиксирован требованием сохранения ЭМ структурного тока (обеспечивает их взаимное сокращение при замене в (9) вектора поляризации фотона на его 4-импульс). Если вершинная функция сильного взаимодействия G является константой, то полюсная часть определяется асимптотикой Юкавы (вершина, разделенная на полюс), а регулярная часть в амплитуде обращается в ноль. Для убывающих с ростом энергии вершинных функций по сравнению с константой это приводит к тому, что ее производная отри-

цательная. Это изменяет относительный знак между полюсной и регулярной частями амплитуды. 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 (17), 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. Объективные требования являются следствием адекватного описания картины взаимодействия ЭМ-поля с сильносвязанным полем. На основе выбора структуры 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 понятия о заряде от понятия массы и соответствием принципу индифферентности ЭМ-сил по отношению к другим типам взаимодействий. На основе использования нелокальных калибровочно-инвариантных двух- и трехточечных ФГ, в которых структура гейзенберговских полевых операторов согласована со структурой конфигурационного пространства, и результата вычисления от них функциональных производных по вектор-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. Это позволяет сделать вывод, что вершинам сильного взаимодействия отводится статус свободных функциональных параметров, 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. В результате 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 также и для нелокальных полей.

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

Автор считает приятным долгом выразить благодарность А. Дорохову, Э. Кураеву и В. Ткачу за полезные обсуждения и содействие в опубликовании работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Боголюбов Н. Н. и др.* 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. *Касаткин Ю. А.* Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ. 2009. № 1(149). С. 41–53.
4. *Касаткин Ю. А.* Локальная $U(1)$ -калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно-связанных систем // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 30–49.
5. *Славнов А. А., Фаддеев Л. Д.* Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1988. 272 с.
6. *Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W.* Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien // Nuovo Cim. 1955. V. 1. P. 205–223; Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien. II // Nuovo Cim. 1957. V. 6. P. 319–338.
7. *Wightman A. S.* Quantum Field Theory in Terms of Vacuum Expectation Values // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 860–879.
8. *Нагорный С. И. и др.* Релятивистские связанные системы в квантовой электродинамике // ЯФ. 1989. Т. 49, вып. 3. С. 749–763.
9. *Заяц А. А. и др.* Процессы $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$ в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ. 1994. Т. 57, № 5. С. 798–809.
10. Review of Particles Properties. Particles and Fields. Part II // Phys. Rev. D. 1992. V. 4. P. III.86–III.89.

Получено 6 марта 2009 г.