УДК 539.12

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ОПИСАНИЯ НЕЛОКАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КЭД

Ю.А. Касаткин[1], И.К. Кириченко[2]

[1] Институт электрофизики и радиационных технологий,
61002, г. Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812, Украина,
YuKasatkin2007@yandex.ru
[2] Украинская инженерно-педагогическая академия,
61003, г. Харьков, ул. Университетская,16, Украина

Предложен альтернативный подход включения электромагнитного поля в КЭД, минуя этап получения Лагранжиана взаимодействия. Преимущество такого подхода состоит в том, что открывается возможность адекватно ввести в рассмотрение локальные и нелокальные заряженные поля материи на основе общих принципов. Основу рассмотрения составляют нелокальные 2-х и 3-х частичные функции Грина, в которых полевые операторы частиц согласованы со структурой конфигурационного пространства. Получена обобщенная калибровочно-инвариантная амплитуда, в которой согласованы действия законов сохранения 4- импульса и заряда.

Ключевые слова: электромагнитные поля, лагранжиан, локальные и нелокальные поля, функции Грина.

Введение

Традиционные методы КЭД неотделимы от применения S-матричного подхода, традиционных методов стандартной теории возмущений, а также соглашения об адиабатической гипотезе, отражающей дальнодействующий характер электромагнитных (ЭМ) сил. Существенным моментом реализации S-матричного описания является возможность использования лагранжевого подхода, а применение функциональных методов, в основе которых используется конструкция производящего функционала, позволяет находить функции Грина (ФГ), которые после редуцирования определяют матричные элементы различных квантово-электродинамических процессов. Правила Фейнмана позволяют сократить путь получения матричных элементов различных процессов и унифицировать расчеты. Основу КЭД составляет набор аксиоматических положений Лемана, Симанзика, Циммермана и формулировки теории на основе хронологически упорядочных ФГ [1].

Важный этап реализации описанной схемы связан с построением лагранжиана свободного фундаментального поля материи и включение в него ЭМ поля на основе "рецепта" КЭД − замены обычных производных на ковариантные производные, что дает возможность ввести в рассмотрение лагранжиан взаимодействия, в котором состояние частицы в процессе взаимодействия не изменяется.

В основе развитых представлений существенно используется принцип локальности при взаимодействии заряженного фундаментального поля материи с ЭМ полем. Кроме того, в процессе не происходят изменения массы и заряда частицы до и после взаимодействия с ЭМ полем. Закон сохранения заряда в лагранжиане имеет завуалированное содержание после расширения требования глобальной калибровочной симметрии до уровня локальной. Забегая вперед, отметим, что связь закона сохранения заряда с обеспечением требования локальной калибровочной симметрии становится очевидной лишь при рассмотрении процессов, в которых исходное заряженное нелокальное поле после взаимодействия претерпевает расщепление на два и более фрагментов. Внешняя искусственность процедуры введения ЭМ поля в лагранжиан свободного электронного поля при локализации калибровочной U(1) симметрии, обретает глубокое внутреннее содержание при включении в теорию нелокальных полей, которые в процессе взаимодействия с ЭМ полем фрагментируются на составные элементы.

Описанный выше подход КЭД при попытке его обобщения на нелокальные поля материи уже на начальном этапе сталкивается с непреодолимой трудностью − отсутствием возможности использования лагранжевых методов. Невозможно сконструировать лагранжиан свободного нелокального поля через его составляющие фрагменты с неизвестным в настоящее время взаимодействием между ними, а, следовательно, приводит к отсутствию возможности включения в него ЭМ поля в соответствие с рецептом использования ковариантных производных. Дело в том, что начальное связанное состояние через его фрагменты представляет собой скорее не лагранжиан, а амплитуду вне массовой поверхности.

В связи с описанной ситуацией возникает потребность альтернативного введения ЭМ поля при описании взаимодействий, как с локальными, так и нелокальными заряженными полями материи. Более того, при таком расширении возможностей КЭД с учетом применения ее методов на нелокальные поля материи, необходимо сохранить все результаты, полученные в рамках локального рассмотрения. Желаемым результатом такого обобщения является обеспечение возможности, допускающей непрерывный предел от нелокального рассмотрения к локальному пределу.

Альтернативное построение КЭД

Прежде чем развить новые положения построения теории нелокальных взаимодействий, необходимо отметить ряд общих положений, которые незримо присутствовали при описании объективной картины ЭМ взаимодействий и которые уходили на второй план при построении локальной теории, но начинают играть определяющую роль при обобщении на нелокальные взаимодействия. Это связано с одновременным присутствием в процессах как минимум двух взаимодействий − ЭМ и неизвестного сильного. При переходе к нелокальным полям необходимо учесть три очевидных момента.

1. Понятие о заряде частиц неотделимо от понятия о массе, т.е. все заряженные частицы массивны (не существует частиц с нулевой массой, но имеющих электрический заряд отличный от нуля). Электрический заряд аддитивно сохраняется.

2. В дополнение к известному принципу *универсальности* ЭМ взаимодействий в КЭД, необходимо добавить принцип *индифферентности*, т.е. независимость ЭМ сил от присутствия иных видов взаимодействий, т.е. выполнение закона сохранения электрического заряда безотносительно к присутствию иных видов, известных в настоящее время, взаимодействий. Это экспериментально установленный факт, подтвержденный многочисленными измерениями. Кроме того, ЭМ формфакторы составного заряженного поля при его зондировании виртуальными фотонами не равны сумме формфакторов его составляющих фрагментов. Этот факт исключает введение в теорию каких-либо характерных масштабов для учета размеров области нелокальности, что означает неизменность вида калибровочных преобразований, как для локальных, так и нелокальных взаимодействий.

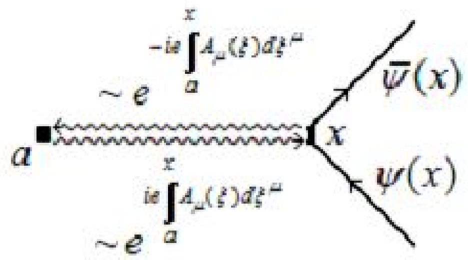
3. Одновременное присутствие в процессе двух взаимодействий − ЭМ и структуру образующего сильного, существенно различающихся интенсивностью и областью действия, в результате чего происходит существенные изменения связанные с перераспределение массы и заряда начального нелокального поля между его наблюдаемыми фрагментами, что приводит к требованию согласованного описания всего процесса в целом. На языке выполнения требований непрерывных и дискретных симметрий это приводит к необходимости согласования трансляций пространственно-временного описания перемещения масс с перемещением соответствующих им зарядов, что в ко-

нечном итоге в амплитуде приводит к требованию согласования действий законов сохранения энергии-импульса и заряда.

Чтобы удовлетворить требованиям пунктов 1-3 прежде всего необходимо привести в соответствие волновые операторы заряженных частиц со структурой конфигурационного пространства, которое является расслоенным и допускает разложение в каждой 4-точке в прямое произведение пространственно-временного многообразия и присоединенное (зарядовое) пространство внутренних симметрий. С геометрических представлений калибровочное ЭМ поле представляет собой связность главного расслоения конфигурационного пространства и определяет правило позволяющее согласовать траектории в базисном пространстве с их проекциями в присоединенном пространстве. Это свойство калибровочного поля обеспечивает возможность осуществлять сравнения заряженных полей, находящихся в различных точках пространственно-временного континуума. Иначе говоря, дает возможность ввести в рассмотрение обобщенную (фазовую) зарядовую координату. Понятие параллельного переноса [2] заряженного поля материи в присутствии ЭМ $A_\mu(\xi)$ из пространственно-временной точки x в 4-точку x' вдоль траектории $\eta(x,x')$ определяется условием равенства нулю ковариантной производной от полевого оператора в касательном направлении для каждой ее точки: $\dot{x}_\mu(s)\cdot D^\mu\psi(x)\big|_{x=x(s)}=0$ ($D_\mu=\partial_\mu+ieA_\mu$ -ковариантная производная, $x=x(s)$ - 4-мерная траектория $\eta(x,x')$ как функция естественного параметра ее длины s). Это уравнение определяет изменение заряженного поля в точке x' по отношению к точке x, т.е.

$$\psi(x')=P\,e^{ie\int_x^{x'}A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x), \qquad (1)$$

где P – оператор упорядочения вдоль траектории $\eta(x,x')$.



$$\mathcal{L}_{local}(x;A)=\overline{\psi}(x)e^{-ie\int_a^x A_\rho(\xi)d\xi^\rho}(i\gamma^\nu\partial_\nu-m)e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)$$

Рис. 1. Локальный характер взаимодействия ЭМ поля с фундаментальным электронным полем

Этот результат позволяет восстановить локальную калибровочную симметрию лагранжиана свободного электронного поля в конфигурационном пространстве, где для электронного поля в точке x в присутствии ЭМ поля соотнесенного к началу отсчета фазы в точке a (рис.1) и замены $\psi(x)$ на $\Psi(x;A)=e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)$, то локальный лагранжиан в терминах $\Psi(x;A)$ принимает вид

$$\mathrm{L}_{local}(x;A=0)=\overline{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)\psi(x)\ \Rightarrow \tag{2}$$

$$\mathrm{L}_{local}(x;A)=\overline{\Psi}(x;A)(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)\Psi(x;A)=\overline{\psi}(x)e^{-ie\int_a^x A_\rho(\xi)d\xi^\rho}(i\gamma^\mu\partial_\mu-m)e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}\psi(x)=$$

$$=\overline{\psi}(x)i\gamma^\mu(\partial_\mu+ieA_\mu(x))\psi(x)-m\cdot\overline{\psi}(x)\psi(x),$$

который приобретает стандартный локально калибровочно-инвариантный вид. Аналогичный результат получается для скалярного поля. Это означает, что локальная калибровочная симметрия восстанавливается за счет приведения в соответствие волновой функции со структурой конфигурационного пространства по правилу (1).

Вывод. Изначально локальная форма представления лагранжиана (2) свободного электронного поля, обладающая глобальной калибровочной симметрией, в результате включения в него ЭМ поля в соответствие с "рецептом" КЭД позволяет расширить симметрию до локального вида. Однако такие преобразования существенно основаны на предположении, что вносимое в систему ЭМ полем возмущение на столько мало, что состояние частицы до и после взаимодействия не изменяется. Это предположение отражает содержание адиабатической гипотезы. Локальная структура лагранжиана не позволяет его применение к нелокальным полям материи.

На основе полученных результатов переформулируем КЭД на языке нелокальных структур − калибровочно-инвариантных ФГ. Определим 2-х частичную нелокальную функцию ФГ [3-5], в которой локальная калибровочная симметрия присутствует изначально и согласована со структурой расслоенного пространства (рис.2) (в дальнейшем не в ущерб общности рассматриваем лишь скалярные поля):

$$\begin{aligned}D_{\mathrm{nonlocal}}(x,y;A)&=i\langle P(\Phi(x,A)\Phi^*(y,A))\rangle=i\langle P(\phi(x)e^{ie\int_a^x A_\mu(\xi)d\xi^\mu}e^{-ie\int_a^y A_\rho(\xi)d\xi^\rho}\phi^*(y))\rangle=\\&=i\langle P(\phi(x)e^{ie\int_y^x A_\rho(\xi)d\xi^\rho}\phi^*(y))\rangle,\end{aligned}\tag{3}$$

которая описывает распространение одной и той же заряженной частицы из пространственно-временной точки x в 4-точку y, позволяет получить вершины взаимодействия калибровочного поля со скалярной частицей. Структура (3) инвариантна относительно U(1)-группы локальных калибровочных преобразований: $\phi\to e^{-ie\alpha(x)}\phi$, $\phi^+\to e^{ie\alpha(x)}\phi^+$, $A_\mu\to A_\mu+\partial_\mu\alpha(x)$.

Разложение выражения (3) в функциональный ряд Тейлора и вычисление линейного по вектору-потенциалу ЭМ поля члена с учетом требования пространственно-временной однородности для "прямолинейного" пути интегрирования $\xi_\mu=(1-\lambda)x+\lambda y,\ \lambda\in[0,1]$ в импульсном представлении определяет ЭМ вершину, согласованную с пропагаторами частицы до и после взаимодействия законом сохранения 4-импульса [3]

$$\left.\frac{\delta D(x,y;A)}{\delta A_\mu(r)}\right|_{A=0} A_\mu(r) \Rightarrow (2\pi)^4\delta(p+q-p')e\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda\, \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial (p+\lambda q)_\mu} = \\ = (2\pi)^4\delta(p+q-p')D(p+q)\left\{-e\varepsilon_\mu\left(p+p'\right)^\mu\right\}D(p) \qquad (4)$$

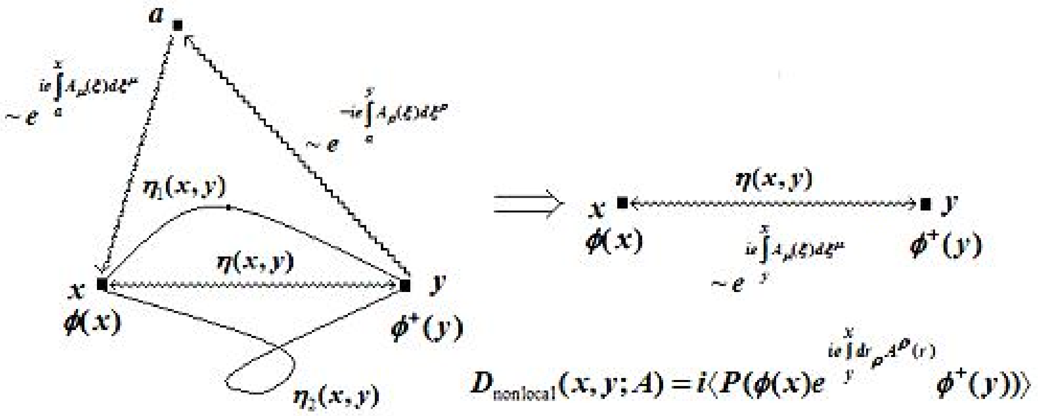


Рис. 2. Нелокальная ЭМ калибровочная струна

Замена вектора поляризации фотона ε_μ в (4) на его импульс q_μ приводит к тождеству Грина $D(p+q)-D(p) = \ = -q_\mu D(p+q)\left\{\left(p+p'\right)^\mu\right\}D(p)$ или для обратных операторов получаем привычный вид тождества $D^{-1}(p+q)-D^{-1}(p) = q_\mu\left(p+p'\right)^\mu$, которое в пределе $q\to 0$ определяет тождество Уорда $\frac{\partial}{\partial p_\mu}D^{-1}(p) = \left(p+p'\right)^\mu$.

Аналогичные результаты получаются для фермионных полей. Нелокальный объект (3) в отличие от лагранжиана при локальном рассмотрении определяет не только ЭМ вершину как в КЭД, но согласует ее со свободными 2-х частичными ФГ до и после взаимодействия, которые являются решениями соответствующих динамических уравнений, полученных на основе свободных лагранжианов.

Вывод. Альтернативная формулировка КЕД на основе нелокальных калибровочно-инвариантных 2-х частичных ФГ (3), в которых корректно учтена структура конфигурационного пространства, воспроизводит результаты локальной квантовой теории для заряженных частиц с учетом их статистики.

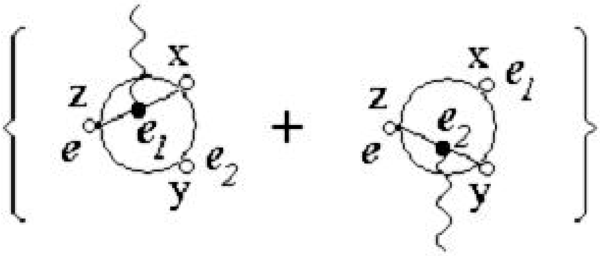
Нелокальная калибровочно-инвариантная 3-х точечная ФГ

Нелокальная сильно связная 3-х точечная ФГ описывает, например, виртуальный переход нелокального поля $\phi(z)$ в состояние его фрагментов $\phi_1^+(x)$ и $\phi_2^+(y)$ в которой гейзенберговские полевые операторы согласованы со структурой конфигурационного пространства

$$G(x,y,z;\{A\}) = i\langle P(\phi(z)e^{ie_1\int_x^z dr_\rho A^\rho(r)}\phi_1^+(x)e^{ie_2\int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)}\phi_2^+(y))\rangle. \qquad (5)$$

Структура (5) инвариантна относительно преобразований $\phi(z)\to\phi(z)e^{-ie\alpha(z)}$, $\phi_1^+(x)\to\phi_1^+(x)e^{ie_1\alpha(x)}$, $\phi_2^+(y)\to\phi_2^+(y)e^{ie_2\alpha(y)}$, $A_\mu(r)\to A_\mu(r)+\partial_\mu\alpha(r)$ при условии $e=e_1+e_2$

(в этом состоит связь закона сохранения заряда и обеспечения требования калибровочной инвариантности!). В импульсном представлении выражение (5) после выделения 2-х частичных ФГ − внешних концов определяет сильно связную вершинную часть (рис. 3).



$$G(x,y,z;\{A\}) = i\langle P(\phi(z)e^{ie_1\int_x^z dr_\rho A^\rho(r)}\phi^+_1(x)e^{ie_2\int_y^z dr_\sigma A^\sigma(r)}\phi^+_2(y))\rangle$$

Рис. 3. Нелокальная сильно связная вершинная часть

В результате разложения (5) в функциональный ряд Тейлора и удержания линейных по зарядам членов разложения и перехода в импульсное представление определяет регулярную часть амплитуды [3] взаимодействия ЭМ поля с нелокальным скалярным полем $\phi(z)$ и его составляющими $\phi_1^+(z)$ и $\phi_2^+(z)$. Следует обратить внимание, что следствием принципа *индифферентности* сильное взаимодействие между фрагментами ни коим образом не препятствует выполнению требования калибровочной инвариантности структуры (5).

Проводя аналогичные действия с выражением (5) как при выводе выражения (4), получим

$$\left.\frac{\delta G(x,y,z;\{A\})}{\delta A_\mu(r)}\right|_{A=0} A_\mu(r) \Rightarrow, \tag{6}$$

$$M_{reg} = (2\pi)^4\delta(p+q-p_1-p_2)\varepsilon_\mu\int_0^1 d\lambda\left\{e_1\frac{\partial G(p_1-\lambda q;p_2)}{\partial(p_1-\lambda q)_\mu}+e_2\frac{\partial G(p_1;p_2-\lambda q)}{\partial(p_2-\lambda q)_\mu}\right\}$$

где $G(p_1,p_2)$ - вершинная часть.

Определенные выше правила (4), (6) определяют обобщенную калибровочно-замкнутую амплитуду (рис. 4), в которой внешние концы − калибровочные 2-х точечные ФГ. Первые три диаграммы образуют традиционную полюсную часть, а оставшаяся диаграмма соответствует регулярной составляющей.

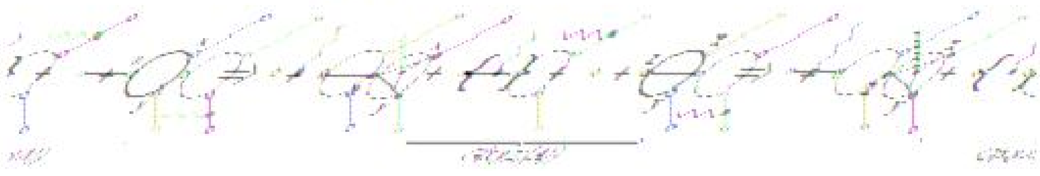


Рис. 4. Структура обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды

ЭМ поле при взаимодействии с нелокальной трехвосткой фиксирует заряд на каждой внешней линии и проверяет его сохранение внутри области нелокальности. Как известно из КЭД, все члены одного порядка квазиклассического разложения S-матрицы или производящего функционала для функции Грина образуют инвариантную совокупность диаграмм с теми же свойствами симметрии, которыми обладает S-матрица, т.е. все свойства симметрии S-матрицы выполняются независимо для данной совокупности диаграмм. В нашем рассмотрении возникает обратная картина – взаимодействие калибровочного поля с сильно связанным составным полем материи, где в дополнение к ЭМ присутствует сильное взаимодействие, происходит с неизвестным лагранжианом, а, следовательно, и S-матрицей. Однако, на этапе построения амплитуды – ряда диаграмм (рис. 4) с сильносвязной 3-х точечной ФГ, удается обеспечить выполнение требования ковариантности и градиентной инвариантности, а, следовательно, амплитуда на уровне обобщенного, калибровочно-замкнутого полюсного ряда будет иметь те же свойства симметрии, что и амплитуда в КЭД, но уже в присутствии сильного взаимодействия.

Свойства обобщенной калибровочно-инвариантной амплитуды

Выведенные правила получения на основе, примененные к фоторасщеплению связанного скалярного поля на два скалярных фрагмента приводят к выражению для матричного элемента

$$M = e\cdot\varepsilon_\mu\cdot J^\mu,\quad e=\sqrt{4\pi\alpha},\quad J^\mu = J^\mu_{pol}+J^\mu_{reg}, \tag{7}$$

$$J^\mu_{pol} = z_s\frac{(d+d')^\mu}{s-m_d^2}G_s + z_t\frac{(p+p')^\mu}{t-m^2}G_t + z_u\frac{(n+n')^\mu}{u-m^2}G_u,\qquad J^\mu_{reg}=\frac{k^\mu}{kq}\left(z_tG_t+z_uG_u-z_sG_s\right),$$

где $\alpha = {}^{1}\!/_{137}$, $z_{s,t,u}$ - заряды составного скалярного поля и его скалярных фрагментов в единицах e соответственно, k_μ – относительный пространственно-подобный 4-импульс pn -пары $k\equiv k_s=\dfrac{p-n}{2}\overbrace{=}^{c.ц.и.}(0;\mathbf{p})$. Выражению для полюсной части J^μ_{pol} полного тока J^μ соответствуют первые три диаграммы на рис. 4, которые получены включением ЭМ поля во внешние линии трехвостки по правилу (4). Регулярная часть J^μ_{reg} полного тока получена за счет включения фотона в сильно связную вершинную часть (последняя диаграмма на рис.4). Регулярная часть получена на основе (6), но для скалярного поля интеграл вычисляется. Окончательное выражение для матричного элемента (7) получено с применением редукционной техники, сводящейся к 2-х частичных ФГ, отвечающих внешним концам диаграмм на волновые функции скалярных частиц, которые в принятой нами нормировке равны 1. Вершинные функции $G_i\equiv G(-k_i^2)$, $i=[s,t,u]$ в каждой диаграмме зависят от квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса: $k_t=\dfrac{p'-n}{2}=k_s-\dfrac{q}{2}$, $k_u=\dfrac{p-n'}{2}=k_s+\dfrac{q}{2}$, $q=(\omega;\boldsymbol{\omega})$, $q^2=0$ - 4-импульс фотона. Нетрудно убедиться в том, что полюсная часть нелокального тока не сохраняется: $q_\mu J^\mu_{pol}=z_sG_s-z_tG_t-z_uG_u\neq 0$, несмотря на то, что заряд сохраняется $z_s-z_t-z_u=0$. Регулярная составляющая в полном токе исправляет эту ситуацию.

Для удобства будем считать связанное поле материи считать скалярным дейтроном, состоящим из двух заряженных скалярных нуклонов или мезоном состоящим из двух кварков (также скалярных). Отметим ряд общих свойств амплитуды (7), которые сохраняются для процессов с участием частиц различных статистик. Во-первых, в случае, когда вершинная функция $G_i \equiv G(-k_i^2)$, $i = [s, t, u]$ отлична от константы, амплитуда определяется суммой полюсной и регулярной частей амплитуды, что указывает на неразрывную связь нуклон-ядерного уровня (полюсная часть) строения материи с формирующим его кварк-глюонным масштабом (регулярная составляющая) и согласованных между собой требованием сохранения полного нелокального тока. В противном случае регулярная часть амплитуды отсутствует и мы возвращаемся к традиционному для локальной КЭД рассмотрению.

Во-вторых, сохранение неизменного вида калибровочных преобразований, как для локальных, так и нелокальных взаимодействий, но ценой отказа от использования лагранжиана, приводит к тому, что вершинам сильного взаимодействия отведена роль свободных функциональных параметров. Для нелокальных полей сохранение свойства *универсальности* (минимальной формы взаимодействия как произведения тока на вектор-потенциал) ЭМ взаимодействий обеспечивается свойством *индифферентности* ЭМ сил по отношению к присутствию иных видов структуру образующих сил, известных в настоящее время. Это является следствием выражений (3, 5), в которых не конкретизируется вид структурообразующих сил. Иначе, согласованный учет калибровочной симметрии с законом сохранения 4-импульса обеспечил инвариантность вида обобщенной амплитуды относительно иерархической эволюции структуру образующих сил и составляющих нелокального поля материи и, не требующих дополнительного введения параметров типа фундаментальной длины. Этот момент определяет принципиальное отличие от существующих [6] нелокальных подходов к ЭМ взаимодействиям с участием нелокальных полей материи, в которых выполнение калибровочных свойств и закон сохранения заряда ставится в зависимость от параметра размера области нелокальности − фундаментальной длины, т.е. вида структурообразующего взаимодействия, но правда за счет сохранения рамок лагранжева описания. В предлагаемом подходе удается отделить ЭМ аспект проблемы от структурной составляющей и выделить ее в независимое направление, связанное с поиском решений структуру образующих уравнений и затем их тестирования в ЭМ процессах.

Регулярная часть калибровочно-замкнутой амплитуды определяет величину динамического вклада электрических многочастичных механизмов в дополнение к одночастичным полюсным механизмам, строго согласованных между собой требованием калибровочной инвариантности.

Заключение

На основе развитого подхода авторами проведены исследования ЭМ ядерно-физических свойств легких атомных ядер ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He, ^{4}He в процессах фото- и электрорасщепления и получено подтверждение следующих общих свойств, обсуждаемых в работе.

На основе представлений о калибровочном поле как связности главного расслоения конфигурационного пространства и использования калибровочно-инвариантных структур − аналогов КХД − в терминах ЭМ "струны" (3) и "звезды" (5) впервые развита теория последовательного описания ЭМ взаимодействий, как с локальными, так и нелокальными заряженными полями материи − атомными ядрами, не ограниченная требованиями лагранжевого описания и свободная от введения дополнительных параметров. Важным следствием точного учета калибровочной симметрии в обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуде является инвариантность ее вида относительно иерархической эволюции характера структурообразующих сил и составляющих нелокального поля материи.

Установлено, что последовательный учет структуры конфигурационного пространства как прямого произведения пространственно-временного многообразия и присоединенного пространства внутренних симметрий, в котором понятие о калибровочном поле как связности главного расслоения определяет правило согласования трансляций в базовом пространстве с их проекциями в присоединенном пространстве, позволяет согласовать в обобщенной амплитуде действия законов сохранения 4-импульса и заряда, что обеспечивает адекватное пространственно-временного описание перераспределения массы и заряда между нелокальным полем и его фрагментами не только на асимптотических in- и out- состояниях, но и в области структуру формирующих сил большой интенсивности и ограниченного радиуса действия.

Требование калибровочной инвариантности объединяет в обобщенной амплитуде полюсную и регулярную части. Универсальность ЭМ взаимодействий и ее обеспечивающее свойство индифферентности по отношению ко всем другим видам взаимодействий, известным в настоящее время, определяют роль сильной вершины как свободного функционального параметра. Общий характер этого положения определяет уникальные условия для нахождения динамической составляющей вершины сильного взаимодействия как решения соответствующих уравнений на различных иерархических масштабах строения материи с учетом доминирования тех или иных структурообразующих сил. Указанные свойства выявляют способность калибровочных полей фиксировать лишь закон распределения заряженных составляющих в области нелокальности или его изменение, как результат доминирования уже иных видов взаимодействий и коллективных возбуждений при переходе в другой структурный уровень, не выявляя при этом деталей таких изменений.

Основываясь на нуклонных представлениях строения атомных ядер в ЭМ процессах установлено, что регулярная часть обобщенной полюсной амплитуды учитывает динамическое отличие в поведении ядерной нуклонной волновой функции на малых расстояниях от асимптотики Юкавы, что эквивалентно отличию ядерной вершинной функции от константы. В случае, когда динамическая составляющая ядерной вершинной функции является константой, регулярная составляющая полной амплитуды обращается в нуль, что обеспечивает непрерывность перехода от нелокального рассмотрения к локальному КЕД пределу. Регулярная часть калибровочно-замкнутой амплитуды определяет величину динамического вклада электрических многочастичных механизмов в дополнение к одночастичным полюсным, которые строго согласованы между собой требованием калибровочной инвариантности.

Показано, что в результате сохранения заряда в вершине сильного взаимодействия, вклад регулярной части в амплитуду пропорциональный производным от ядерной вершинной функции; с формальной точки зрения регулярная часть вносит в амплитуду дополнительную зависимость от ядерной вершины, которая учитывает ее "скорость" изменения и характер поведения кривой; с физической точки зрения всякая ядерная вершина персонифицированным образом отображает индивидуальные свойства ядерного NN потенциала как остаточного взаимодействия в результате адронизации и свертывания цветовых (кварк-глюонных) степеней свободы и, которые через ядерную вершину эффективно учитываются в калибровочно-замкнутой полюсной амплитуде. Экспериментальные измерения вклада регулярных частей амплитуды позволит получить дополнительную информацию о природе ядерных сил.

Авторы считает приятным долгом выразить благодарность В.И. Ткачу за полезные обсуждения и замечания.

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. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1988, 272 с.
3. Касаткин Ю.А. Локальная U(1)–калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильносвязанных систем. Письма в ЭЧАЯ, 2004, т.1, №5(122), с. 30–49.
4. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. Теоретико-полевой подход к расщеплению связанных систем на основе локальной калибровочной природы электромагнитного поля. ЯФ, 2004, т. 67, №4, с. 748-763.
5. Касаткин Ю.А. Возможность единого описания локальных и нелокальных электромагнитных взаимодействий. Вісник Харківського універс. сер. фізична "Ядра, частицы, поля", 2008, вып.2/38/, №808, с. 61-67.
6. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985, 216 с.

BASIC POSITIONS OF THE CONCERTED APPROACH OF NONLOCAL INTERACTIONS IN QED

Yu.A. Kasatkin[1], I.K. Kirichenko[2]

[1] Institute of Electrophysics & Radiation Technologies,
61002, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812, Ukraine,
YuKasatkin2007@yandex.ru
[2] Ukraine Engineering & Pedagogical Academy, 61003, Kharkov, University St., 16, Ukraine

Alternative approach of inclusion of the electromagnetic field in QED is offered, passing the stage of receipt of Lagrangian. Advantage of such approach is that possibility is opened it is adequate to enter in consideration the charged local and nonlocal fields of matter based on general principles. Make the basis of consideration nonlocal 2- and 3- the partial Green's functions, in which the field operators of particles are concerted with the structure of configuration space. The generalized gauge-invariant amplitude which actions of laws of conservations of a 4- momentum and charge are conserved in is got.

Key words: electromagnetic fields, Lagrangian, local and nonlocal fields, Green's functions.