

# ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С НЕЛОКАЛЬНЫМИ ПОЛЯМИ. I. ОБЩИЕ СВОЙСТВА

**Г. И. Канюк**

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

**Ю. А. Касаткин**

Доктор физико-математических наук, доцент,  
профессор\*  
Контактный тел.: (0572) 98-87-25  
E-mail: YuKasatkin2007@yandex.ru

**И. К. Кириченко**

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

**О. Д. Пташный**

Кандидат педагогических наук, доцент\*  
Контактный тел.: (0572) 65-60-07  
\*Кафедра высшей и прикладной математики\*\*  
\*\*Украинская инженерно-педагогическая академия  
ул. Университетская, 16, г. Харьков, Украина, 61003

*Додаткове залучення до розгляду властивості невід’ємності поняття про електричний заряд від поняття маси для фундаментальних частинок, дозволяють зберегти в незмінному вигляді структуру групи калібрувальних симетрій для нелокальних полів. Обговорюються загальні властивості регулярної частини узагальненої полюсної амплітуди*

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

*Дополнительное привлечение в рассмотрение свойства неотделимости понятия об электрическом заряде от понятия массы для фундаментальных частиц, позволяют сохранить в неизменном виде структуру группы калибровочных симметрий для нелокальных полей. Обсуждаются общие свойства регулярной части обобщенной полюсной амплитуды*

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

*Additional use of properties of inseparability of notion about an electric charge from notion of mass for fundamental particles, allow saving in an unchanging kind the structure of group of gauge symmetries for the nonlocal fields. A common property of regular part of the generalized pole amplitude is discussing*

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

## 1. Введение

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

ных полей, особенно в тех случаях, когда в конечном состоянии выявляется их явная составная природа в виде регистрации различных наборов фрагментов.

Источник указанных трудностей связан с проявлением в процессах ЭМ расщепления нелокальных полей дополнительного структурообразующего взаимодействия, которое 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 неизвестным законом взаимодействия между ними, а затем локализовать в нем калибровочную симметрию для получения лагранжиана взаимодействия. Следовательно, использование “рецепта” КЭД по локализации калибровочной симметрии свободного лагранжиана нелокального

поля, связанного с заменой в нем обычных производных на ковариантные производные невыполнимо.

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

Формализм использования лагранжиана для системы взаимодействующих полей должен удовлетворять принципу асимптотической аддитивности. Согласно этому принципу взаимодействующие поля заряженное материальное и электромагнитное, будучи разнесенные на достаточно большое расстояние описываются в отдельности своими лагранжианами, которые отвечают их свободным состояниям. Для включения дальнего действия ЭМ поля используется адиабатический анзац. 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 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 КЭД и использование традиционных методов теории возмущений не может откорректировать утраченную информацию о неизвестном взаимодействии, а, следовательно, вывести лагранжиан взаимодействия. Это приводит к неустранимому разрыву в исследованиях структуры локальных и нелокальных полей материи на основе использования единых методов построения КЭД.

Актуальность решения этой глобальной проблемы связано 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 трудностью одновременного обеспечения калибровочной симметрии ковариантной амплитуды и учета в ней динамики вершин сильного взаимодействия. В противном случае, когда нарушается требование сохранения полного ЭМ структурного тока ценой учета динамики вершин сильного взаимодействия, приводит к неконтролируемому искажению получаемой информации о свойствах структурообразующих взаимодействий за счет включения в ее содержание некорректно учтенной ЭМ составляющей.

На основе выполнения требования калибровочной симметрии в работе [3] предложен метод введения калибровочных полей в массовый оператор эффективного нелокального лагранжиана (эффективная киральная кварковая модель) на основе использования фазовой экспоненты (С. Bloch, 1950; S. Mandelstam [4], К. Wilson, 1974) для неабелевой калибровочной симметрии, что позволило учесть вклады  $N$  ароматов кварков и  $N^2 - 1$  голстоуновских бозонных полей. Одновременно, в работах [5-9], развивается эвристическое направление по совместному описанию процессов ЭМ расщепления малонуклонных атомных ядер виртуальными и реальными фотонами. Обеспечивая точное сохранение ЭМ адронного тока (в дополнение к уже сохраняющемуся лептонному), в амплитуде с виртуальным фотоном гарантируется конечный предел при стремлении квадрата переданного 4-импульса виртуального фотона к нулю, что позволило корректно исключить из рассмотрения нефизические вклады от скалярно и продольно поляризованных фотонов и перейти к матричному элементу фотопроцесса. В идейном плане по отношению к интерпретации понятия “нелокальности” развитый подход в [10-13] принципиально отличается от предложенного метода в [3].

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

---

## 2. Вершины и амплитуды

---

Изначальная постановка задачи по построению теории нелокальных взаимодействий на основе уже существующей локальной теории с математической точки зрения представляет некорректно поставленную задачу. Попытка обобщить локальную теорию в неизменном виде на нелокальные взаимодействия, где понятие локальности выступает в структурном аспекте односторонней асимптотикой нелокальности, и восстановить теорию по этой асимптотике не является корректно поставленной задачей. 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 опубликованных работах [10-13] было показано, что согласование вида полевого оператора фундаментального (локального) поля материи со структурой

пространственно-временного многообразия и присоединенного пространства с внутренней  $U(1)$  симметрией, в котором определено правило [14], позволяющее определять изменение полной волновой функции поля не только за счет его трансляции по 4-х мерной траектории с заданной начальной пространственно-временной точкой в базовом пространстве, но также согласовывать это изменение с изменением ее зарядовой составляющей в присоединенном пространстве за счет введения “обобщенной зарядовой координаты” – фазовой экспоненты. Р упорядоченная экспонента определяет количественное изменение полевой функции заряженного поля материи в соответствии с условием равенства нулю ковариантной производной от этой функции в направлении касательного пространства к любым траекториям в пространственно-временном континууме с фиксированной начальной 4-точкой

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

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

$$\psi(x') = P \cdot e^{ie \int_x^{x'} A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \psi(x), \quad (2)$$

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

Как показано в работах [10, 12-13] дополнительное присутствие фазового множителя (2) у волновых функций заряженного фермионного или скалярного полей и их подстановки в соответствующие лагранжианы, которые описывают их свободные состояния, приводят к восстановлению локальной калибровочной симметрии и определяют соответствующие лагранжианы взаимодействия, что возвращает нас к стандартным конструкциям построения локальной КЭД. Вместе с этим открываются новые возможности, скрытые на этапе формулировки локальной теории, 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 производные.

Во-вторых, замена традиционного для КЭД хронологического упорядочения (Т-упорядочение введено авторами [15] в вакуумные средние в отличие от рассмотрения в [16]) 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 внутренних симметрий (в его главном

расслоении) 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 касательном 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. В этом случае симметрия обретает вид:  $e \leftrightarrow e_1 + e_2, m \leftrightarrow m_1 + m_2$  и операция Р-упорядочения в обобщенной зарядовой координате адекватно описывает возникающую ситуацию.

Математическую конструкцию, описывающую трансляцию 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 вносимого возмущения ЭМ полем, то необходимо привлечь анзац неизменности свойств ЭМ сил от присутствия иных видов взаимодействий, т.е. их *индифферентность* по отношению к наличию всех известных в настоящее время других 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 взаимодей-

ствий. 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.

Как уже отмечалось, приведение вида волновой функции заряженной частицы со структурой выбранного пространства

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi(x; A) = P \cdot e^{ie \int_a^x A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \cdot \Psi(x)$$

в соответствии с выражением (1) приводит к восстановлению локальной калибровочной симметрии свободного электронного лагранжиана в присутствии ЭМ поля, но оставляет рассмотрение в рамках локального подхода (4-точка  $a$  начало отсчета внешнего ЭМ потенциала, которая в билинейных комбинациях исключается из рассмотрения).

Как показано в работах [10-13] альтернативное построение локальной КЭД можно достичь на основе изначального использования нелокальной калибровочно-инвариантной 2-х точечной функции Грина (ФГ) (не ограничивая общности, рассмотрение проводим на примере скалярного поля)

$$D_{\text{nonlocal}}(x, y; A) = i \langle P(\phi(x) e^{ie \int_y^x A_p(\xi) d\xi^p} \phi^+(y)) \rangle, \quad (3)$$

не привлекая этапа конструирования лагранжиана взаимодействия и S-матрицы. Выражение для ФГ (3) инвариантно относительно преобразования поля  $\phi(x)$  и вектора-потенциала  $A_p(\xi)$  ЭМ поля

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

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 целостность (индивидуальность), т.е. информация о структурообразующих силах остается за пределами рассмотрения, то оно неотлично от описания фундаментального поля этим же выражением.

Как показано в [11], в результате вычисления от ФГ (3) функциональной производной по вектору-потенциалу калибровочного поля приводит в импульсном представлении к выражению для соответствующей ЭМ вершины с учетом статистики материального поля, которая согласована с ФГ свободной частицы до и после взаимодействия

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

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 калибровочно-инвариантных структурах (3), 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  $\phi(z)$  под действием ЭМ поля распадается на два скалярных фрагмента  $\phi_1(x)$ ,  $\phi_2(y)$ , то соответствующая 3-х точечная нелокальная калибровочно-инвариантная ФГ, а точнее лишь ее сильно связанная вершинная часть (внешние концы – 2-х точечные ФГ (3) удалены и рассмотрены выше), то интересующая структура имеет вид [11]

$$G(x, y, z; A) = i \langle P(\phi(z) e^{ie_1 \int_x^z dr_p A^p(r)} \phi_1^+(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_q A^q(r)} \phi_2^+(y)) \rangle. \quad (6)$$

Выражение (6) отвечает, например, расщеплению скалярного поля  $\phi$  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) инвариантно 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 калибровочная симметрия выражения (6) обеспечена для нелокального поля в гейзенберговском представлении  $\phi(z)$  и его фрагментов  $\phi_1(x)$ ,  $\phi_2(y)$  безотносительно от необходимости конкретизации деталей сильного взаимодействия между ними. 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) и аддитивным законом сохранения заряда (в противном случае, когда  $e \neq e_1 + e_2$  фазовые экспоненциальные множители не сокращаются). На этом этапе рассмотрения происходит “разделение” ЭМ аспекта исследований от структурного.

Вычисляя функциональную производную от выражения (6) и действуя аналогично при выводе формулы (5) получаем [11] в импульсном представлении

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

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

Перемещения фундаментальных полей в простран-

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

Иная ситуация возникает для нелокального поля в случае, когда нас не интересует его движение как целого. В отсутствии внешнего ЭМ поля нелокальное поле пребывает в энергетическом состоянии, которое минимизирует функцию Гамильтона, допуская дискретный энергетический спектр его возбуждений.

Проводя аналогию с классическим лагранжевым описанием, исходное состояние нелокального поля до взаимодействия с ЭМ полем, будем отождествлять с сильно-связной 3-х точечную ФГ (6) и рассматривать ее как аналог свободного лагранжиана. По сути 3-х точечная ФГ 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 ЭМ поля, как внешних концов 3-х точечной ФГ, которыми являются 2-х точечные ФГ, так и ее вершинной части (рис. 1) в соответствии с выражениями (5) и (8).

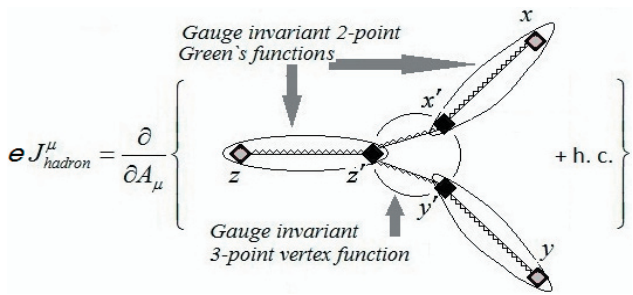


Рис. 1. Вывод нелокального адронного тока в процессе ЭМ расщепления

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

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

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

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.

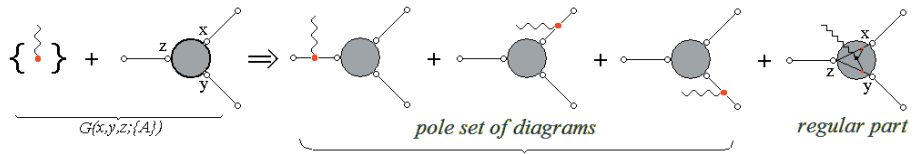


Рис. 2. Обобщенный набор полюсных калибровочно-инвариантных диаграмм

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

$$\{D(p)G(p; p_1, p_2)D(p_1)D(p_2)\} + \{e\epsilon^{\mu}\} \rightarrow \quad (10)$$

$$\rightarrow \left\{ -e\epsilon_{\mu} z \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p + \lambda q)}{\partial (p + \lambda q)_{\mu}} \right\} G(p + q; p_1, p_2) D(p_1) D(p_2) +$$

$$+ D(p) G(p; p_1 - q, p_2) \left\{ -e\epsilon_{\mu} z_1 \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p_1 - \lambda q)}{\partial (p_1 - \lambda q)_{\mu}} \right\} D(p_2) +$$

$$+ D(p) G(p; p_1, p_2 - q) D(p_1) \left\{ -e\epsilon_{\mu} z_2 \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)_{\mu}} \right\} +$$

$$+ D(p) \left\{ -e\epsilon_{\mu} \int_0^1 d\lambda \left[ z_1 \frac{\partial G(p + (1-\lambda)q; p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_{\mu}} + z_2 \frac{\partial G(p + (1-\lambda)q; p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)_{\mu}} \right] \right\} D(p_1) D(p_2),$$

а оставшееся выражение, после удаления в (10) вектора поляризации  $\epsilon_{\mu}$  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 ЭМ фазы не только на асимптотических in- и out-состояниях (полюсная часть обобщенной амплитуды), но и согласовано ее изменение с областью действия структурообразующих сил (регулярная составляющая). Применение редукционной техники, позволяет записывать матричные элементы различных ЭМ процессов.

Полная амплитуда расщепления нелокального поля получается в результате последовательного включения фотона во внешние концы трех точечной ФГ, что приводит к традиционному полюсному ряду и включения фотона в сильно связную вершинную часть (8) треххвостки и приводит к регулярной части обобщенной полюсной калибровочно-замкнутой амплитуды [11, 13].

Фазовая экспонента обеспечила возможность локального согласования трансляций в пространственно-временном многообразии и присоединенном пространстве внутренних симметрий, вызванного перераспределением массы и заряда нелокального поля материи и его фрагментами. Указанное согласование проведено не только на

асимптотических in- и out-состояниях (полюсная часть обобщенной амплитуды), но и в области интенсивных структурообразующих силах ограниченного радиуса действия (регулярная ее составляющая). Иначе говоря, обеспечена непрерывность изменения зарядовой координаты – ЭМ фазы на протяжении всего времени взаимодействия, на важность выполнения этого требования было еще указано Вейлем в 20-30-х годах прошлого столетия. 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 [10-13] в амплитуде *согласование действий законов сохранения энергии-импульса и закона сохранения заряда*. 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, т.е. регулярная часть амплитуды определяется скоростью изменения вершины. В то время как полюсная часть определяется лишь самой вершинной функцией. Сама амплитуда автоматически удовлетворяет требованию динамического сохранения полного адронного тока независимо от явного функционального вида самой вершины (следствие свойства индифферентности). Иначе, вершинной функции сильного взаимодействия отводится роль *свободного функционального параметра*, что обеспечивает инвариантность амплитуды относи-

тельно 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 и тестировать ее в процессах ЭМ расщепления.

---

### 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 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 неделимости понятия о заряде от понятия массы и соответствия принципу индифферентности ЭМ сил по отношению к другим типам взаимодействий. На основе использования нелокальных калибровочно-инвариантных 2-х и 3-х точечных ФГ и результата вычисления от них функциональных производных по вектору-потенциалу калибровочного поля получено определение ЭМ вершин и обобщенной полюсной амплитуды, в которой динамически согласованы действия законов сохранения энергии-импульса и заряда.

---

### Литература

1. Боголюбов Н. Н, Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т. Общие принципы квантовой теории поля. – М.: Наука: ГРФМЛ, 1987. - 616 с.
2. Ефимов Г. В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. – М.: Наука: гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. -216 с.
3. Terning J. Gauging nonlocal Lagrangians // Phys. Rev. D.- 1991.-Vol. 44.- P. 887-897.
4. Mandelstam S. Quantum electrodynamics without potentials // Ann. Phys. – 1962.-Vol. 19.-P. 1-24.
5. Нагорный С. И., Касаткин Ю. А., Инопин Е. В., Кириченко И. К. Релятивистские связанные системы в квантовой электродинамике // ЯФ. -1989. - Т. 49, вып. 3. - С. 749-763.
6. Нагорный С.И., Касаткин Ю. А., Золенко В.А., Кириченко И. К. Ковариантный подход в теории фотоядерных реакций  $\gamma^0 \rightarrow 1/2^+ 1/2^+$  и его реализация на ядре  ${}^4\text{He}$  // ЯФ.- 1991.- Т.53, вып. 2.- С. 365-390
7. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А., Кириченко И. К. Электродезинтеграция ядра  ${}^4\text{He}$ :  ${}^4\text{He}(e, e^{\prime})\text{T}$  // ЯФ.- 1992.- Т.55, вып. 2.- С. 325-344.
8. Заяц А. А., Золенко В. А., Касаткин Ю. А., Корж А. П. Процессы  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow d + d$  в релятивистской калибровочно-инвариантной модели // ЯФ.- 1994. - Т.57.-№ 5.- С. 798-809.
9. Заяц А.А., Золенко В.А., Касаткин Ю.А. Электродезинтеграция ядра  ${}^4\text{He}$ :  ${}^4\text{He}(e, e^{\prime}d)^2\text{H}$  // ЯФ.- 1995.- Т.58, №3.- С. 439-447.
10. Касаткин Ю. А. Геометрический аспект калибровочных полей и возможность единого описания локальных и нелокальных взаимодействий в КЭД // Письма в ЭЧАЯ.-2009.-Т.6.-№1(150). - С. 41-53.
11. Касаткин Ю. А. Локальная U(1)-калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем // Письма в ЭЧАЯ.-2004.-Т.1.-№5(122). - С. 30-49.

12. Касаткин Ю. А. Возможность единого описания локальных и нелокальных электромагнитных взаимодействий // Вестник Харьковского национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля».-2008.-№808.-Вып. 2/38/. - С. 61-67.
13. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Клепиков В.Ф., Корж А.П. Нелокальные взаимодействия в квантовой электродинамике.- Х.: Студцентр, 2009. – 240с.
14. Славнов А. А., Фаддеев Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей.- М.: Наука, 1988.- 272 с.
15. Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W. Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien // Nuovo Cim.-1955.-Vol. 1.- P. 205-223; Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien, II // Nuovo Cim.-1957, Vol. 6.- P. 319-338.
16. Wightman A. S. Quantum field theory in terms of vacuum expectation values // Phys. Rev.-1956, Vol. 101.-P. 860-879.

УДК 543.555:514

*Виконано розрахунок параметрів кондуктометричної комірки із змінною геометрією співвісних мікроелектродів на основі припущення про еліпсоїдну форму силових ліній електричного поля в рідкому середовищі між ними*

*Ключові слова: кондуктометрична комірка, геометричні параметри, форм-фактор, мікроелектроди*

*Выполнен расчет параметров кондуктометрической ячейки с изменяемой геометрией соосных микроэлектродов на основе предположения об эллипсоидальной форме силовых линий электрического поля в жидкой среде между ними*

*Ключевые слова: кондуктометрическая ячейка, геометрические параметры, форм-фактор, микроэлектроды*

*The calculation of conductometric cell parameters with changeable geometry of coaxial microelectrodes on the basis of suggestion about the ellipsoid form of electric field force lines in a liquid media between them is executed*

*Keywords: conductometric cell, geometric parameters, form-factor, microelectrodes*

# ФОРМ-ФАКТОР КОНДУКТО- МЕТРИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ С ИЗМЕНЯЕМОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

**В. А. Шигимага**

Кандидат сельскохозяйственных наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией клеточной и молекулярной биологии  
Институт животноводства НААН  
пгт. Кулинич, ул. 7-й Гвардейской Армии, 3,  
Харьковская обл., Украина, 62404  
Контактный тел.: (057) 740-31-83, 050-553-12-57  
E-mail: vash105@gmail.com

## 1. Введение

Кондуктометрия – физико-химический метод анализа, основанный на измерении электропроводности жидких сред [1-3]. Известна также кондуктометрия суспензии клеток в различных средах [4-6], однако, практическое применение этого простого метода для одиночных клеток почти неизвестно, во всяком случае, полных аналогов таких измерений в доступной литературе автором не обнаружено. Между тем, измерение электропроводности таких клеток может стать обоснованием ряда практических приложений метода в биотехнологии. Например, для выбора режимов электрослияния эмбрионов разных видов животных (клонирование, химеры) [7,8], электропороции эм-

бриональных клеток [9], целенаправленного подбора новых криопротекторов [10] и т.п.

В современной кондуктометрии применяют ячейки, имеющие традиционно жесткую конструкцию в виде двух одинаковых электродов, разнесенных на определенное расстояние [3,11]. Использование такой ячейки для измерения электропроводности жидкой среды вполне адекватно, но для одиночных биообъектов разных размеров, таких, как клетки животных в различных биотехнологических средах, гораздо удобнее иметь ячейку с изменяемой геометрией. В нашем случае это пара цилиндрических микроэлектродов, имеющих по три степени свободы перемещения. С помощью таких микроэлектродов можно проводить манипуляции и соосно фиксировать между ними разные