

PACS: 11.15.-q, 25.20.-x

CONSTRUCTING RELATIVISTIC AMPLITUDE SATISFYING THE REQUIREMENTS OF CONSERVATION EM CURRENT AND FISSION ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$

Yu.A. Kasatkin, V.Ph. Klepikov, Ph.E. Kuznietsov

Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine

61002, Ukraine, Kharkiv, Chernyshevsky St, 28, P. O. Box 8812

e-mail: YuKasatkin2007@ya.ru

Received May 5, 2014

A method of constructing a covariant two-particle amplitudes photodisintegration nonlocal matter fields, satisfying the requirements of gauge invariance, which was a consequence of the properties of the inseparability of the electric charge on the mass and led to the harmonization of the laws of conservation actions 4 momenta and charge. Shown how to incorporate into the outer ends of the photon three-point function and strongly coupled top. On an example of disintegrate of ${}^3\text{He}$ in the proposed approach have been calculated and were compared with experimental data. Predicted behaviour of the energy dependence of the Σ – asymmetry for the process $\gamma^3\text{H} \rightarrow nd$ at an angle neutron emission $\theta_n = 90^\circ$.

KEYWORDS: covariant amplitude, attached tangent space, disintegrating nucleus ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$, the asymmetry of the cross sections

ПОБУДОВА КОВАРІАТНОЇ АМПЛІТУДИ, ЯКА ЗАДОВОЛЬНЯЄ ВИМОГАМ ЗБЕРЕЖЕННЯ ЕМ СТРУМУ ТА РОЗЩЕПЛЕННЯ ЯДРА ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$

Ю.О. Касаткін, В.Ф. Клепиков, Ф.Е. Кузнецов

Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України

61002, Україна, Харків, вул. Чернишевського, 28, а/я 8812

Запропоновано метод побудови коваріантною амплітуди двохчастинкового фоторозщеплення нелокального поля матерії, задовольнивши вимогу калібрувальної інваріантності, що стало наслідком властивості невіддільності електричного заряду від маси і привело до узгодження дій законів збереження 4 - імпульсу і заряду. Показано як включити фотон в зовнішні кінці трихвостки і потужно пов'язану вершину. На прикладі розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ в запропонованому підході виконаний розрахунок і проведено зіставлення з експериментальними даними. Передбачити поведінку енергетичної залежності Σ – асиметрії для процесу $\gamma^3\text{H} \rightarrow nd$ при куті вильоту нейтрона $\theta_n = 90^\circ$.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: коваріантна амплітуда, приєднаний дотичний простір, розщеплення ядра ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$, асиметрія перетинів

ПОСТРОЕНИЕ КОВАРИАТНОЙ АМПЛИТУДЫ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩЕЙ ТРЕБОВАНИЮ СОХРАНЕНИЯ ЭМ ТОКА И РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$

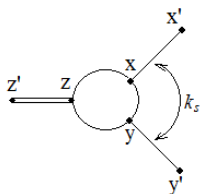
Ю.А. Касаткин, В.Ф.Клепиков, Ф.Е. Кузнецов

Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України

61002, Україна, Харків-2, вул. Чернышевского, 28, а/я 8812

Предложен метод построения ковариантной амплитуды двухчастичного фоторасщепления нелокального поля материи, удовлетворив требование калибровочной инвариантности, что явилось следствием свойства неотделимости электрического заряда от массы и привело к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Показано как включить фотон во внешние концы треххвостки и сильно связанную вершину. На примере расщепления ядра ${}^3\text{He}$ в предложенном подходе выполнен расчет и проведено сопоставление с экспериментальными данными. Предсказано поведение энергетической зависимости Σ – асимметрии для процесса $\gamma^3\text{H} \rightarrow nd$ при угле вылета нейтрона $\theta_n = 90^\circ$.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ковариантная амплитуда, присоединенное касательное пространство, расщепление ядра ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$, асимметрия сечений



Фоторасщепление ядра на два фрагмента [1] с относительным 4-импульсом k_s между ними требует развить подход, в котором нужно сохранить ковариантность амплитуды. Включение фотона в сильно связанную треххвостку (рис.1) должно происходить в соответствии с требованием калибровочной инвариантности. Окончательное выражение для ковариантной амплитуды получается

Рис. 1. Виртуальная треххвостка пропорциональным тензору ЭМ поля $F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu : \mathfrak{M}_{tot} = e \cdot \frac{F_{\mu\nu} \cdot J_{pol}^\mu k_s^\nu}{q \cdot k_s}$, где, J_{pol}^μ

полный ЭМ полюсной ток s-, t- и u- каналов. Из содержания работы станет понятным, почему в окончательное выражение для амплитуды входит лишь относительный импульс фрагментов k_s , и в чем его избранность.

Дальнейшее изложение материала статьи связано с объяснением и выводом этой формулы. При трансляциях необходимо согласовать действия законов сохранения 4-импульса и заряда. Для этого привлечём в рассмотрение дополнительные факты, имеющие общий характер, которые в локальной формулировке теории

не были востребованы в полном объеме (имели избыточную форму, но давали возможность выйти за предел локальной теории).

Во-первых, все массивные фундаментальные частицы – лептоны и кварки заряжены. Нелокальные поля материи, составленные из фундаментальных полей, могут иметь произвольные целые значения заряда. Центральное место в этом утверждении связано с понятием об электрическом заряде. Электрический заряд неотделим от понятия массы. Законы взаимодействия электрического заряда и их масс одинаковы – закон Кулона и Закон всемирного тяготения. В природе экспериментально не наблюдался электрический заряд вне массы, т.е. как самостоятельная сущность, а также не наблюдался, например, электрон (или другая фундаментальная частица) с зарядом равным $2|e|$ или с отсутствием заряда. Несмотря на столь тесное существование электрического заряда и массы они индифферентны к другим видам взаимодействий. Электромагнитные взаимодействия реагируют только на заряд. Понятие о заряде фундаментальных полей неотделимо от понятия их массы. Этот факт в дальнейшем будем формулировать как свойство неотделимости заряда от массы.

Второе свойство также находит полное экспериментальное подтверждение и состоит в том, что ЭМ взаимодействия не искажаются одновременным присутствием других видов взаимодействий, т.е. ЭМ взаимодействия реагируют только на заряд и индифферентны по отношению к другим типам взаимодействий.

В локальной теории свободные фундаментальные поля до и после взаимодействия с ЭМ полем не меняют своей массы и зарядового состояния в силу сохранения своей компактности, что не вступает в противоречие с отмеченными свойствами. Иначе говоря, эти факты остаются невостребованными в полном объеме для описания взаимодействий подобно тому, как с локальной частицей. Однако при построении теории ЭМ расщепления нелокальных полей материи, когда в ограниченной области структуру образующего взаимодействия происходит перераспределение массы и заряда между исходным связанным состоянием и его фрагментами, отмеченные свойства для адекватного описания процесса взаимодействия имеют определяющее значение.

Чтобы придать смысл этим положениям нужно привлечь к рассмотрению специальные разделы математики. При перемещении в пространстве Минковского материального объекта должен выполняться закон сохранения энергии-импульса. Поскольку понятие электрического заряда некоторой частицы, как уже говорилось, неотделимо от понятия массы этой же частицы и кроме того для электрического заряда выполняется не менее строгий закон сохранения заряда (аддитивный как и для массы), поэтому для заряженных частиц должны выполняться оба закона сохранения. Соединить эти требования в одном выражении позволяет введение понятия присоединенного пространства, которое по отношению к базовому – пространству Минковского вводится исходя из понятия “параллельного переноса”.

Это связано со свойством калибровочного поля, как связности главного расслоения обобщенного конфигурационного пространства [2,3]. Связность позволяет согласовывать различные пространственно-временные траектории заряженной частицы с их проекциями в присоединенном касательном пространстве. В соответствии с этим фактом одинаковые заряженные частицы, при их перемещении в одну и ту же пространственно-временную точку, имеют различные координаты на “зарядовой” оси или находится на различных листах комплексного пространства в случае совпадения их величин. Зарядовые координаты определяются фазовыми экспоненциальными множителями с криволинейным интегралом от вектора-потенциала ЭМ поля по различным 4-мерным траекториям. Зарядовые координаты “несут” информацию о каждой точке траектории, вдоль которой осуществляется перемещение заряженной частицы.

В основе реализации сформулированных выше положений использовано правило «параллельного переноса» [2], которое позволяет сравнивать заряженные поля матери за счет соотношения их в одну и ту же мировую точку. Это правило формулируется как требование равенства нулю ковариантной производной от полевой функции в направлении касательного пространства, т.е. дополнительно вводится в рассмотрение “обобщенная зарядовая” координата $\psi_{ch}(x)$ в соответствии с уравнением:

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

где τ - естественный параметр длины траектории $x_\mu(\tau)$, e - электрический заряд частицы, A_μ - вектор-потенциал внешнего ЭМ поля. Решение уравнения (1), с учетом начального условия $\psi_{ch}(a) = 1$ имеет вид

$$\psi_{ch}(x) = P \cdot e^{-ie \int_a^x A_\nu(\xi) d\xi^\nu} \psi(a), \quad (2)$$

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

Полная волновая функция в обобщенном конфигурационном пространстве определяется произведением пространственно-временной составляющей и зарядовой

$$\psi(x) \rightarrow \Psi(x; A) = P \cdot e^{-ie \int_a^x A_\mu(\xi) d\xi^\mu} \cdot \psi(x). \quad (3)$$

Вектор-потенциал калибровочного в этом пространстве играет роль связности главного расслоения и определяет правило согласования трансляций пространственно-временного многообразия с фиксированной начальной точкой a с их проекциями в присоединённом пространстве.

Отправной точкой построения теории ЭМ расщепления нелокального поля материи на фрагменты, по известной причине, будем проводить основывать на теории локальной КЭД и ее естественного обобщения с позиций геометрической интерпретации калибровочных полей. Необходимость этого шага связана с гарантией обеспечения непрерывного структурного предела от нелокального к локальному рассмотрению. Кроме того, необходимость такого шага, вызвана требованием сохранения свойства универсальности ЭМ взаимодействий в формате минимальной связи, что влечет сохранение в неизменном виде структуры группы калибровочной симметрии. Это условие тесно связано с возможностью непрерывного описания изменения ЭМ фазы в процессе всего времени взаимодействия.

Исследуем, к каким изменениям в локальной теории приведет введение обобщенного конфигурационного пространства и возможности описания трансляций заряженного поля материи во внешнем ЭМ поле в соответствии с выражением (3) для “зарядовой” координаты. Структура конфигурационного пространства представляет собой локальное разложение в каждой пространственно-временной точке в прямое произведение пространственно-временного многообразия и присоединенного касательного пространства с определенной в нем “обобщенной зарядовой” координатой.

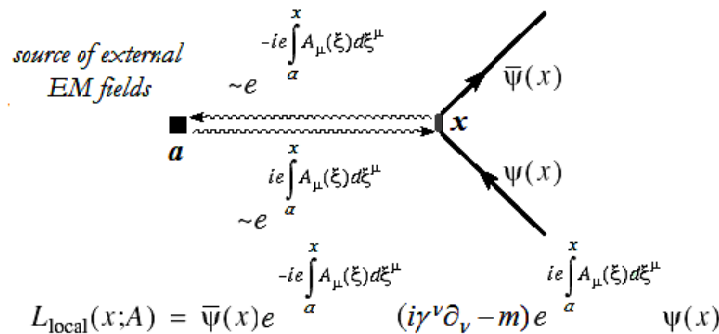


Рис. 2. Локальная форма взаимодействия ЭМ поля с фундаментальным полем электрона.

Как показано в [3-6], структура полевой функции в представлении (3) восстанавливает локальную калибровочную симметрию лагранжианов свободных электронного и скалярного полей (рис.2):

$$\mathcal{L}_{local}(x; A=0) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) \Rightarrow \tag{4}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{local}(x; A) &= \bar{\Psi}(x; A)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi(x; A) = \bar{\psi}(x)e^{-ie\int_a^x A_\nu(\xi)d\xi^\nu} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)e^{ie\int_a^x A_\nu(\xi)d\xi^\nu} \psi(x) \\ &= \bar{\psi}(x)i\gamma^\mu (\partial_\mu + ieA_\mu(x))\psi(x) - m \cdot \bar{\psi}(x)\psi(x); \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{local}(x; A=0) = [\partial_\mu \phi(x)]^+ [\partial^\mu \phi(x)] - \mu^2 \phi(x)^+ \phi(x) - \frac{\lambda}{4} (\phi(x)^+ \phi(x))^2 \Rightarrow \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{local}(x; A) &= [\partial_\mu \Phi(x; A)]^+ [\partial^\mu \Phi(x; A)] - \mu^2 \Phi(x; A)^+ \Phi(x; A) - \frac{\lambda}{4} (\Phi(x; A)^+ \Phi(x; A))^2 = \\ &= [\partial_\mu e^{ie\int_a^x A_\nu(\xi)d\xi^\nu} \phi(x)]^+ [\partial^\mu e^{ie\int_a^x A_\nu(\xi)d\xi^\nu} \phi(x)] - \mu^2 \phi(x)^+ \phi(x) - \frac{\lambda}{4} (\phi(x)^+ \phi(x))^2 = \\ &= [(\partial + ieA)_\mu \phi(x)]^+ [(\partial + ieA)^\mu \phi(x)] - \mu^2 \phi(x)^+ \phi(x) - \frac{\lambda}{4} (\phi(x)^+ \phi(x))^2. \end{aligned}$$

Эвристический принцип вывода лагранжиана взаимодействия в локальной теории, сформулированный в виде “рецепта” по замене производных в кинетической части свободного лагранжиана на ковариантные производные, в обобщенном пространстве наполняется физическим содержанием.

Построение КЭД с привлечением адекватного конфигурационного пространства не приводит каким-либо изменениям результатов, которые были ранее получены в локальной теории. Обеспечена возможность описания непрерывного изменения ЭМ фазы, согласованной с пространственно-временными сдвигами, что приводит в амплитуде к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Преимущество построения КЭД с привлечением обобщенного конфигурационного пространства и введения количественной характеристики, позволяющей реагировать на изменения при переносе электрического заряда в присутствии внешнего ЭМ поля, становятся очевидными при обобщении теории на нелокальные поля материи с использованием единых принципов [3].

Построению ковариантной амплитуды процесса фоторасщепления нелокального поля материи (ядро ${}^3\text{He}$), удовлетворяющего требованию точного сохранения ЭМ тока, когда в процессе согласованы в амплитуде

действия законов сохранения 4-импульса и заряда, представлено в настоящей работе. Проведено сопоставление с экспериментальными данными и предсказано энергетическое поведение Σ -асимметрии для процесса $\gamma^3 H \rightarrow nd$ при угле вылета нейтрона $\theta_n = 90^\circ$.

ЭМ ВЕРШИНЫИ КОНТАТКНАЯ АМПЛИТУДА

Введение обобщенного пространства позволило автоматически локализовать калибровочную симметрию лагранжианов свободных электронного и скалярного полей. Следующий шаг будет направлен на включение калибровочного ЭМ поля во взаимодействие с фундаментальным полем, т.е. получения соответствующих вершин.

В основе построения теории используются 2-х и 3-х точечные нелокальные функции Грина (ФГ) [3], в структуре которых использованы свойства неотделимости и индифферентности. Принимая геометрическую интерпретацию калибровочных полей (1-3), запишем выражения для нелокальных 2-х и 3-х точечных ФГ:

$$D_{\text{nonlocal}}(x, y; A) = i \langle P(\phi(x) e^{ie \int_x^y A_\rho(\xi) d\xi^\rho} \phi^+(y)) \rangle, \tag{6}$$

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

Нетрудно убедиться, что определенные в (6) выражения инвариантны относительно локальных калибровочных преобразований

$$\phi(x) \rightarrow \phi(x) e^{-ie\alpha(x)}, \quad \phi_1^+(y) \rightarrow e^{ie\alpha(y)} \phi_1^+(y), \quad A_\mu(\xi) \rightarrow A_\mu(\xi) + \partial_\mu \alpha(\xi) \tag{7}$$

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

с законом сохранения заряда $e = e_1 + e_2$ соответственно.

Структуру 2-х точечной калибровочно-инвариантной ФГ можно представить графически (рис.3). Точка отсчета a источника внешнего ЭМ поля (постоянного однородного или плоской волны) при формировании билинейного выражения ФГ исключается из рассмотрения.

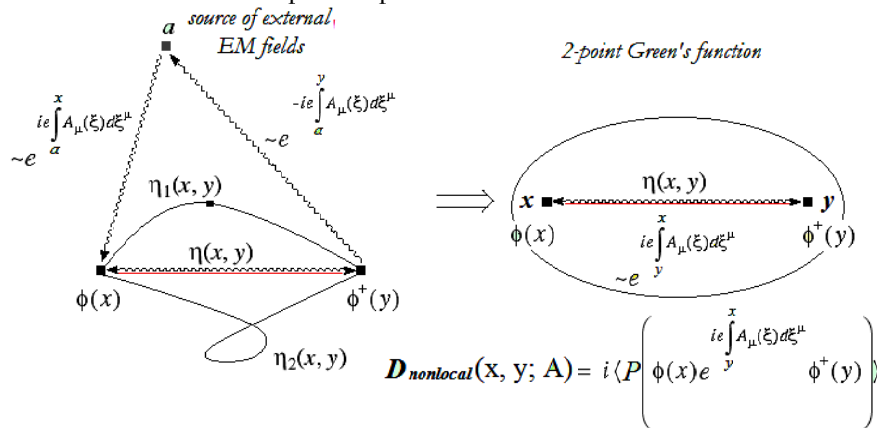


Рис.3. Калибровочно-инвариантная нелокальная 2-х точечная ФГ.

Напомним, что множество различных путей интегрирования $\eta_1(x, y)$ и $\eta_2(x, y)$ в (6), соединяющих концевые точки, заменяем “прямолинейной” траекторией $\eta(x, y)$, поскольку криволинейный интеграл в рассматриваемом случае не зависит от ее формы, а благодаря свойству неотделимости он синхронизирован с трансляцией массы.

Как показано [3-4], что вся необходимая информация о взаимодействии фундаментальных полей с учетом их статистики (или условно локальных полей, у которых после взаимодействия не происходит перераспределение массы и заряда, т.е. они сохраняют свою индивидуальность) с ЭМ полем в компактном виде содержится в 2-х точечных калибровочно-инвариантных ФГ.

Рассмотрим функциональную производную по вектор-потенциалу $A_\mu(r)$ от выражения (6) для двухточечной ФГ, используя соотношение $\delta A_\rho(r') / \delta A_\mu(r) = g_{\rho\mu} \delta(r' - r)$:

$$\frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{\text{nonlocal}}(x, y; A) \Big|_{A=0} = -e \cdot \int_y^x dr'_\mu \delta(r - r') \cdot \langle P(\psi(x) \bar{\psi}(y)) \rangle. \tag{8}$$

Определяя “минимальную” траекторию, соединяющую точки x и y согласно выражению $r'(\lambda) = (1 - \lambda)y + \lambda x$ и переходя к интегрированию по λ : $\int_y^x dr'_\mu \delta(r - r') = \int_0^1 d\lambda \frac{dr'_\mu(\lambda)}{d\lambda} \delta(r'(\lambda) - r) = (x - y)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(x - y))$, получаем

$$\frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{nonlocal}(x, y; A)|_{A=0} = ie(x - y)_\mu \cdot \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(x - y)) \cdot D_{nonlocal}(x, y; 0). \tag{9}$$

Как следствие трансляционной инвариантности в отсутствии ЭМ поля выполняется условие $D_{nonlocal}(x, y; 0) = D(x - y)$. Преобразуем функциональную производную (9) в импульсное представление

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr \cdot e^{i(qr + px - p'y)} \frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} D_{nonlocal}(x, y; A)|_{A=0} &= \\ = ie \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr e^{i(qr + px - p'y)} (x - y)_\mu \delta(y - r + \lambda(x - y)) D(x - y) \end{aligned} \tag{10}$$

Введение в выражение (10) стандартных переменных – относительной координаты $\zeta = x - y$ и координаты центра масс $X = (x + y)/2$ приводит к виду

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr \cdot e^{i(qr + px - p'y)} \frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} D_{nonlocal}(x, y; A)|_{A=0} = (2\pi)^4 \delta(q + p - p') ie \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta e^{i\zeta(p + \lambda q)} \zeta_\mu D(\zeta),$$

в котором учтено $p = p' - q$, а также учитывая, что $\zeta_\mu e^{i\zeta(p + \lambda q)} = \frac{-i\partial}{\partial(p + \lambda q)^\mu} e^{i\zeta(p + \lambda q)}$ окончательно получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx dy dr \cdot e^{i(qr + px - p'y)} \frac{\delta}{\delta A_\mu(r)} D_{nonlocal}(x, y; A)|_{A=0} = (2\pi)^4 \delta(q + p - p') e \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D_{nonlocal}(p + \lambda q)}{\partial(p + \lambda q)_\mu}. \tag{11}$$

В результате получаем стандартные выражения для ЭМ вершин локальной КЭД, а нелокальная структура выражения (6) проявляется в форме согласования вершин с соответствующими ФГ до и после взаимодействия с фотоном:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\delta D_{nonlocal}(x, y; A)}{\delta A_\mu(r)} \right|_{A=0} A_\mu(r) \rightarrow \\ (2\pi)^4 \delta(p + q - p') e \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \frac{\partial D(p + \lambda q)}{\partial(p + \lambda q)_\mu} = (2\pi)^4 \delta(p + q - p') D(p + q) \left\{ -e \varepsilon_\mu (p + p')^\mu \right\} D(p), \end{aligned} \tag{12}$$

где под интегралом в левой части равенства (12) использовано выражение ФГ свободной скалярной частицы $D(p) = 1/(p^2 - m^2 + i0)$. Выражение (12) справедливо для других статистик. Синхронизация трансляций масс и соответствующих им зарядов (свойство неотделимости) приводит к согласованию действий законов сохранения 4-импульса и заряда. Это наиболее ярко проявится на трехчастичной ФГ (6) при переходе в импульсное представление. На рис. 4 после знака равно можем включить ЭМ поле во внешние концы трехточечной ФГ в соответствие с выражением (12). Дополнительно к предыдущему рассмотрению является присутствие здесь вершинной функции G , которая привела к не ЭМ виртуальному развалу составного поля в точке z .

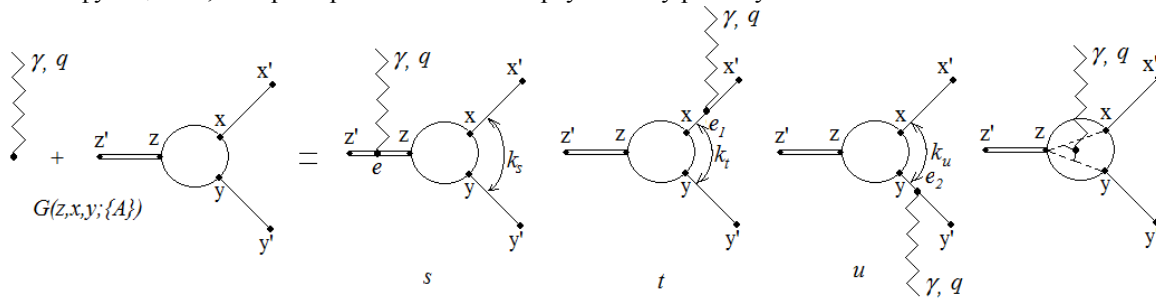


Рис.4. Построение калибровочно-инвариантной амплитуды для двухчастичного процесса фоторасщепления.

Включение калибровочного поля в сильно-связную вершинную часть 3-х точечной ФГ (6), у которой внешние концы есть 2-х точечные ФГ (на рис. 5 внешние концы удалены). Предыдущее рассмотрение было связано с включением фотона в двухточечные ФГ, поэтому сосредоточим наше внимание на сильно связанной вершинной части трёххвостки. Удовлетворив условиям симметрии (7), можно представить графически, как это

показано на рис.5 (область структурообразующего взаимодействия изображена затемнённым кругом). Разложим выражение (6) для трёхточечной ФГ в функциональный ряд Лорана по вектору-потенциалу $A_\mu(r)$ вблизи точки $A = 0$.

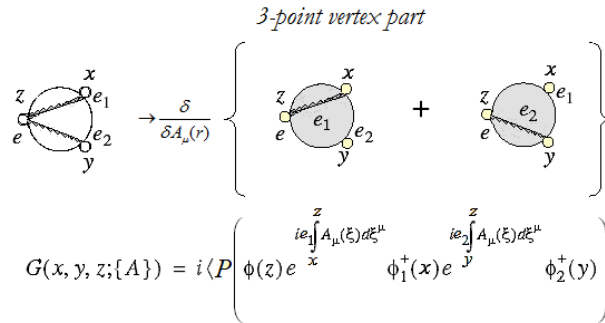


Рис.5. Сильно связанная 3-х точечная вершинная часть.

Вычисляя коэффициент при $A_\mu(r)$ для второго члена ряда, получим:

$$\frac{\delta}{\delta A^\mu(r)} G(x, y, z; \{A\}) \Big|_{A=0} = ie_1 \int_x^z dr'_\rho g_{\rho\mu} \delta(r' - r) G(x, y, z; \{0\}) + ie_2 \int_y^z dr'_\sigma g_{\sigma\mu} \delta(r' - r) G(x, y, z; \{0\}).$$

После естественного выбора “минимальных” траекторий, соединяющих мировые точки x и y с точкой z как $r'_\sigma(\lambda) = (1 - \lambda)x_\sigma + \lambda z_\sigma$ и $r'_\alpha(\lambda) = (1 - \lambda)y_\alpha + \lambda z_\alpha$, переходя к интегрированию по λ , находим

$$\frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A^\mu(r)} \Big|_{A=0} = i \{ e_1 (z - x)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(x - r + \lambda(z - x)) + e_2 (z - y)_\mu \int_0^1 d\lambda \delta(y - r + \lambda(z - y)) \} G(x, y, z).$$

Импульсное представление последнего выражения и интегрирование в нем по dr с учетом трансляционной инвариантности, получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz dr e^{i(qr + pz - p_1 x - p_2 y)} \frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A^\mu(r)} \Big|_{A=0} = i \int_0^1 d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz [e_1 (z - x)_\mu e^{i(qx + \lambda q(z-x) + pz - p_1 x - p_2 y)} + e_2 (z - y)_\mu e^{i(qy + \lambda q(z-y) + pz - p_1 x - p_2 y)}] \cdot G(z - x, z - y).$$

Это выражение значительно упрощается после введения относительных координат $\zeta = z - x$, $\xi = z - y$ и координату центра масс $X = (z + (x + y) / 2) / 2$ с якобианом перехода равным 1 ($x = X - 3/4\zeta + 1/4\xi$, $y = X + 1/4\zeta - 3/4\xi$, $z = X + (\zeta + \xi) / 4$). Для упрощения заменяя λ на $1 - \lambda$ окончательно получим

$$\Gamma_\mu(q, p, p_1, p_2) = (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\}. \tag{13}$$

ЭМ вставку в 3-х точечную вершину получаем вычислением функциональной производной от выражения (6) и, действуя аналогично как при выводе (12), получаем [3, 4] в импульсном представлении выражение для регулярной части обобщённой полюсной амплитуды

$$\frac{\delta G(x, y, z; \{A\})}{\delta A_\mu(r)} \Big|_{A=0} \cdot A_\mu(r) \rightarrow \varepsilon \cdot \Gamma(q, p, p_1, p_2) = \tag{14}$$

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

где $e_i, p_i, i = \{1, 2\}$ заряды и импульсы фрагментов соответственно. Чтобы общая формула (14) стала пригодной для расчетов, конкретизируем вид аргумента в вершинной функции G . В действительности вершинная функция зависит от квадрата относительного импульса $k_s = \frac{E_2}{w} p_1 - \frac{E_1}{w} p_2 = \eta_2 p_1 - \eta_1 p_2$, где $\eta_i = E_i / w, i = 1, 2$, а $w = E_1 + E_2$ – полная энергия. В системе центра инерции фрагментов относительный 4-импульс $k_s = (0; \vec{p})$ пространственно-подобен, $p_1 = (E_1; \vec{p}), p_2 = (E_2; -\vec{p})$. Рассмотрим первое слагаемое под

интегралом, в котором восстановим зависимость от текущего значения квадрата относительного импульса

$$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q; p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} + \dots \right\} = \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda \eta_2 q)^2]}{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2} + \dots \right\},$$

где аргумент $(p_1 - \lambda q; p_2)$ вершинной функции в терминах квадрата относительного импульса $k_{st}^2(\lambda) = (\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2)^2 = k_s^2 - 2\lambda \eta_2 k_s \cdot q$, $k_{st}^2(1) = k_t^2$, $k_{st}^2(0) = k_s^2$, определён как $G[(k_s - \lambda \eta_2 q)^2]$.

Перепишем интеграл с учётом определённого аргумента $\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial k_{st}^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[k_{st}^2]}{\partial k_{st}^2} + \dots \right\}$. Вычислим производную

$$\varepsilon_\mu \frac{\partial k_{st}^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} = \varepsilon_\mu \frac{\partial [\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2]^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} = 2(k - \lambda \eta_2 q)_\beta \eta_2 g^{\beta\mu} \varepsilon_\mu = 2\varepsilon \cdot k \eta_2,$$

где учтено условие поперечности $\varepsilon q = 0$. Первоначальный интеграл приобретает вид

$$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda \eta_2 q)^2]}{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2} + \dots \right\} = \varepsilon \cdot k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\}.$$

Разделим и умножим это выражение на $k \cdot q$, тогда интегрирование по λ сводится к новой переменной $d\lambda 2\eta_2 k \cdot q = -dk_{st}^2(\lambda)$. Окончательно получаем

$$\varepsilon \cdot k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} = -\frac{\varepsilon \cdot k}{q \cdot k} \int_0^1 dk_{st}^2(\lambda) \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} = -\frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \left\{ e_1 G[k_{st}^2(1)] - e_1 G[k_{st}^2(0)] \right\}.$$

Вычисляя интеграл при втором заряде e_2 и объединяя результаты, с учётом закона сохранения заряда $e = e_1 + e_2$ получаем $-(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \cdot \frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \{e_1 G[k_t^2] + e_2 G[k_u^2] - e G[k_s^2]\}$. Тогда выражение (14) принимает вид удобный для конкретных расчетов:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_{reg} &= (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ z_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + z_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\} =, \\ &= -(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \cdot e \cdot \frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \{z_1 G[k_t^2] + z_2 G[k_u^2] - z G[k_s^2]\} \end{aligned} \quad (15)$$

где $e_i = z_i \cdot e$, $i = \{1, 2\}$, z_i – заряд в единицах элементарного заряда.

Выражение (15) не содержит кинематических сингулярностей и определяется суммой “скоростей” изменения структуру образующего взаимодействия в каждой точке области нелокальности. Этим результатом заканчиваем построение калибровочно-инвариантной амплитуды для двухчастичного процесса фоторасщепления рис.4.

В целом полная амплитуда двухчастичного фоторасщепления нелокального поля на два фрагмента может быть представлена в следующем виде

$$\mathfrak{M} = e(\varepsilon \cdot J_{pol}) - e \frac{(\varepsilon \cdot k_s)}{(q \cdot k_s)} (q \cdot J_{pol}) = e \frac{(\varepsilon \cdot J_{pol})(q \cdot k_s) - (\varepsilon \cdot k_s)(q \cdot J_{pol})}{(q \cdot k_s)} = e \frac{F_{\mu\nu} J_{pol}^\mu k_s^\nu}{(q \cdot k_s)}, \quad (16)$$

$J_{pol} = J_s + J_t + J_u$ полный суммарный ЭМ ток полюсных диаграмм, $F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu$ тензор ЭМ поля. Как нетрудно заметить, сингулярности по $qk_s = 0$ нет, когда рассеяние происходит при угле вылета фрагмента в системе центра масс равного 90° (это покажем далее в работе). Для полной амплитуды (16) существует графическое представление (рис. 6). В амплитуде (16) обеспечена непрерывность в описании изменения ЭМ фазы не только на асимптотических in- и out- состояниях (полюсная часть обобщённой амплитуды), но это изменение согласовано с областью действия структурообразующих сил (регулярная составляющая) и законом

сохранения заряда. Если в результате ЭМ взаимодействия не происходит расщепление связанного состояния, то калибровочная инвариантность обеспечивается лишь первым членом в (16), а контактная диаграмма отсутствует.

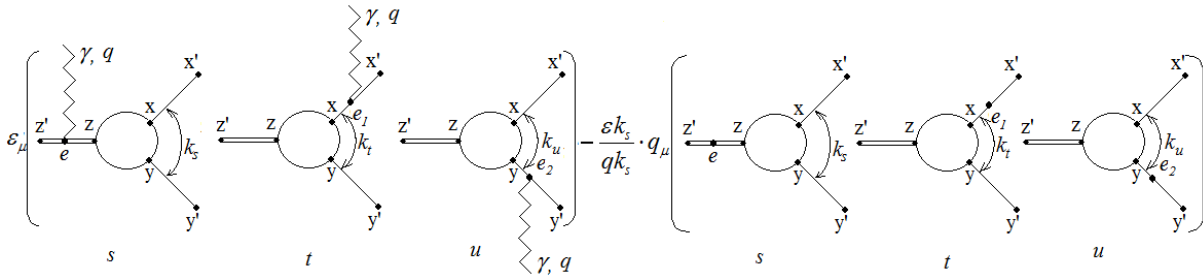


Рис. 6. Полная ковариантная амплитуда процесса двухчастичного фоторасщепления нелокального поля. Первые три диаграммы определяют полюсную часть процесса, а оставшаяся часть –регулярная диаграмма возникла из требования сохранения полного ЭМ тока.

Применение этой формулы, позволяет записывать матричные элементы различных ЭМ процессов, сохраняя ковариантность подхода.

ДВУХЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДРА ³He (³H)

В качестве примера расчёта наблюдаемых – различных сечений для вычисления, которых воспользуемся развитым подходом, проведём на примере ядра ³He. Интерес к эксперименту двухчастичного расщепления ядер гелия-3 и трития фотонами вызван асимметричной структурой зарядовых состояний в системе образовавшихся частиц. В первой реакции заряд присутствует на протоне и дейтроне в конечном состоянии, во второй реакции заряд присутствует только на одной из образовавшихся частиц – дейтроне. Если предположить, что ядерные силы зарядово-независимые, то это должно найти отражение в теории. Результаты, полученные на одной реакции не должны сильно отличаться от результатов реакции во втором случае. Естественно после замены в формулах величин зарядов, масс и магнитных моментов соответственно.

Для написания матричного элемента применим ковариантный подход. В подходе – ядро как элементарная частица, набор диаграмм обобщённого полюсного ряда (рис. 7) имеет вид:

$$\mathfrak{M} = e\varepsilon^\mu \bar{u}(p) \left(\sum_{i \in s, t, u, c} T_{\mu\nu}^{(i)} \right) u(H) U^{*\nu}(d); \tag{17}$$

$$T_{\mu\nu}^{(s)} = A_\nu(-k_s^2) \gamma_5 \frac{\hat{H}' + m_H}{s - m_H^2} F_\mu^{(H)}; \quad T_{\mu\nu}^{(t)} = F_\mu^{(p)} \frac{\hat{p}' + m_p}{t - m_p^2} A_\nu(-k_t^2) \gamma_5; \quad T_{\mu\nu}^{(u)} = A_\nu(-k_u^2) \gamma_5 \frac{-g^{\alpha\beta} + \frac{d'^\alpha d'^\beta}{d'^2}}{u - m_d^2} F_{\mu\nu}^{(d)};$$

$$T_{\mu\nu}^{(c)} = -\frac{k_\mu^s}{qk_s} [z_s A_\nu(-k_s^2) - z_t A_\nu(-k_t^2) - z_u A_\nu(-k_u^2)] \gamma_5;$$

где $A_\nu = A(-k_i^2)(\gamma_\nu + \frac{\sqrt{H^2} + \sqrt{p^2}}{d^2} d_\nu) + \frac{B(-k_i^2)}{2 \cdot m} (2p_\nu + \frac{d^2 - H^2 + p^2}{d^2} d_\nu)$ – вершина развала трёх нуклонной системы на нуклон и дейтрон.

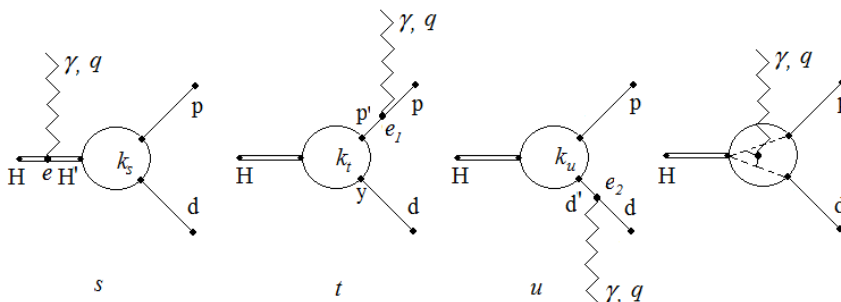


Рис. 7. Диаграммы процессов $He^3(\gamma, p)H^2$ или $H^3(\gamma, n)H^2$.

Такой вид вершины продиктован требованием ортогональности $\bar{u}(p)A_\nu \gamma_5 u(H) \cdot d^\nu = 0$. Электромагнитные вершины на протоне и гелии-3 $F_\mu^{(p,H)} = z_{(p,H)} \gamma_\mu + \mu_{(p,H)} \hat{q} \gamma_\mu$; $F_{\mu\nu}^{(d)} = -2z_d d_\mu g_{\nu\beta} - 2\mu_d (g_{\mu\nu} q_\beta - g_{\mu\beta} q_\nu)$; $z_{(p,H)}$, z_d – величина заряда в единицах заряда электрона; $\mu_{(p,H)}$, μ_d –аномальные магнитные моменты; k_i – пространственно-подобный относительный импульс вершины сильного взаимодействия для соответствующей

диаграммы. Нетрудно заметить, что в выражении для контактной амплитуды отсутствует сингулярность, когда в знаменателе $k_s q \rightarrow 0$, а всё выражение определяется производной от вершинной функции сильного взаимодействия A_v , благодаря закону сохранения заряда в реакции $z_s = z_t + z_u$:

$$\lim_{k_s q \rightarrow 0} \frac{(z_t + z_u)A_v(-k_s^2) - z_t A_v(-k_s^2 + 2\lambda\eta_2 k_s q) - z_u A_v(-k_s^2 - 2\lambda\eta_1 k_s q)}{k_s q} = -2\lambda(\eta_2 z_t - \eta_1 z_u) \frac{dA_v(x)}{dx} \Big|_{x=-k_s^2}.$$

Матричный элемент (17) можно записать в компактной форме

$$\mathfrak{M}_{tot} = e \frac{F_{\mu\nu} \cdot J_{pol}^{\mu} k_s^{\nu}}{q \cdot k_s}, \quad J_{\mu}^{pol} = \bar{u}(p) \sum_{i=s,t,u} (T_{\mu\nu}^{(i)} \cdot U^{* \nu}(d)) u(H). \quad (18)$$

Амплитуду, учитывающую образование дейтрона в промежуточном 1S_0 -состоянии принимать в рассмотрение не будем (её матричный элемент калибровочно-инвариантен $\sim \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon^{\mu} q^{\rho} U^{\nu} d^{\sigma} / m$ и вклад в сечение с образованием дейтрона в этом состоянии, пренебрежимо мал).

В качестве примера сопоставления с экспериментальными данными, рассчитанными в настоящем подходе, проведем на энергетической зависимости сечения. В теоретическом плане к нашему подходу близки работы [7,8]. В работе [7] использован подход, в котором отдано предпочтение ковариантному описанию процесса, но ценой отсутствия структуры сильного взаимодействия. Ковариантное рассмотрение процесса фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ в указанном канале реакции, проведено в статье [8], но учет требования калибровочной инвариантности амплитуды, по мнению авторов, отличается от предложенного в работе. На рис. 8 показана энергетическая зависимость дифференциального сечения на ядре гелий 3 при угле вылета протона в системе центра масс равного 90° [10]. На рис. 8 представлено дифференциальное сечение для процесса ${}^3\text{H}(\gamma, d)n$ при угле вылета дейтрона 90° . Контрастная пунктирная кривая наш расчет. Параметризация вершины сильного взаимодействия проведено в соответствии с работой [11]. Как видно на этом рисунке наблюдается удовлетворительное согласие теоретической кривой с экспериментальными данными от порога расщепления до 60 МэВ по энергии фотона.

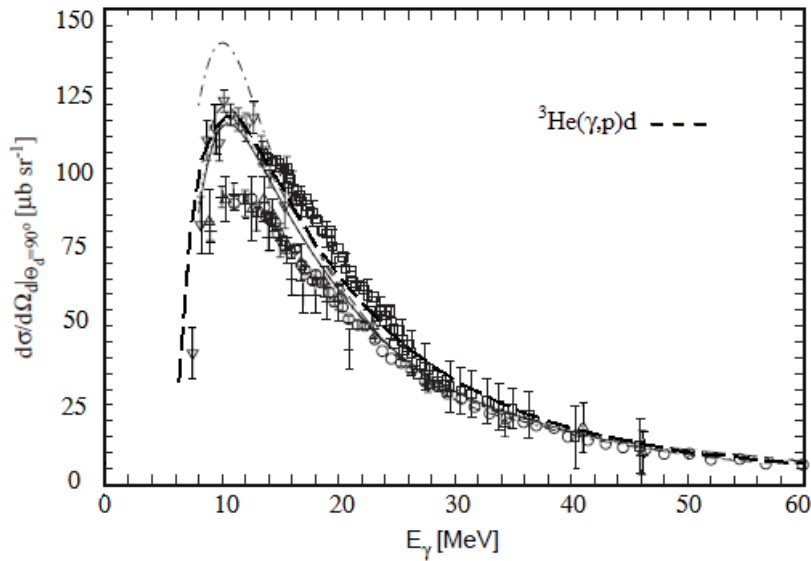


Рис.8. Энергетическая ($\theta = 90^\circ$) зависимость дифференциального сечения процесса $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ от порога до 60 МэВ по энергии фотона. Штриховая линия наш расчёт. Экспериментальные данные из работы [10].

На рис.9 показана такая же зависимость сечения, но для реакции $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ - пунктирная линия.. Параметризация вершинной функции сильного взаимодействия такая же как и для предыдущей реакции. Для примера приведен расчёт настоящей реакции в терминах предыдущей реакции (штрих пунктирная кривая). Сдвиг кривых по горизонтали обусловлен отличием энергий связи ядер гелия и трития, а различие по вертикали вызвано отличием зарядов, магнитных моментов и масс частиц. В максимуме сечения для обоих процессов представлено различными наборами данных [12,13], разброс которых составляет от 80 до $125 \mu\text{b}/\text{sr}$. Обеспечение лишь точного выполнения калибровочной инвариантности и согласование её с законом сохранения 4-импульса в амплитуде при применении требования общековариантной схемы, позволяет описать оба процесса.

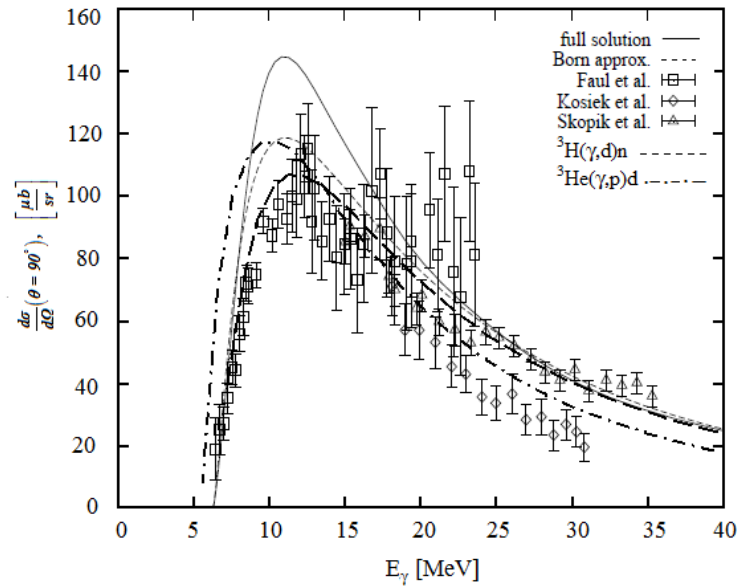


Рис.9. Энергетическая ($\theta = 90^\circ$) зависимость дифференциального сечения процесса $\gamma + {}^3\text{H} \rightarrow n + d$ от порога до 40 МэВ по энергии фотона. Штриховая и штрих пунктирная линии наш расчёт. Штрих пунктирная линия относится к процессу $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ (пояснение см. в тексте). Экспериментальные данные из работы [12, 13].

На рис.10 представлена зависимость дифференциального сечения гелия-3 в более широком интервале энергий.

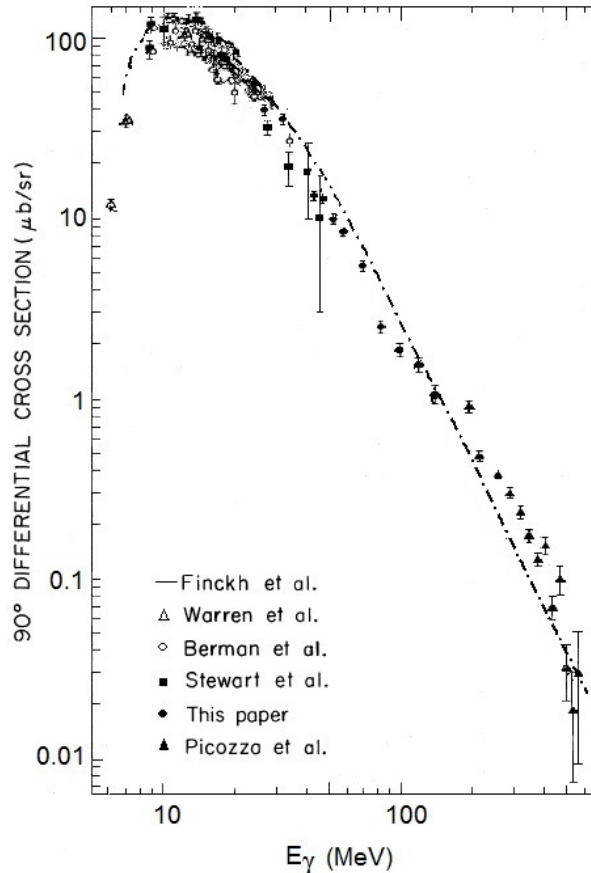


Рис.10. Энергетическая зависимость дифференциального сечения при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ в системе центра масс [14]. То же, что и на рис.8, но в другом интервале энергий.

Напомним, что расчёты проведены на основе амплитуды (17) с волновыми функциями из работы [11].

Развернув сечение по углу вылета протона при постоянной энергии фотонов, то можно проследить за изменением формы сечения с ростом энергии. На рис.11 показано такое дифференциальное сечение по углу при энергии фотона 245 МэВ [8]. Длинной контрастной пунктирной линией отмечены наши расчёты без учёта вклада 1S_0 состояния. Смысл остальных кривых прокомментирован в работе [8]. Можно заметить, что протонный пик при этой энергии уже исчез, хотя наш расчёт (контрастная пунктирная линия) не подтверждает этого факта.

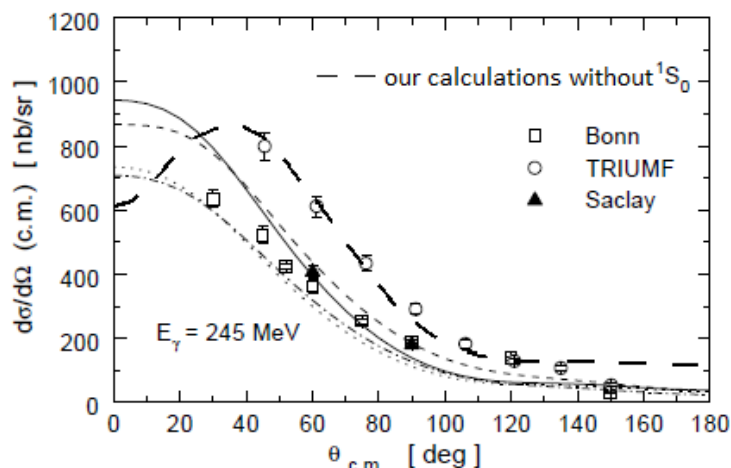


Рис.11. Угловая зависимость дифференциального сечения при энергии фотона в лабораторной системе 245МэВ [8]. Контрастная пунктирная линия наш расчёт.

Исследуем этот момент при более низких энергиях. Примером расщепления при промежуточных энергиях фотонов может служить рис.12 [15]. Для этого рассчитаем дифференциальные сечения при энергиях 52,5; 100; 140 МэВ.

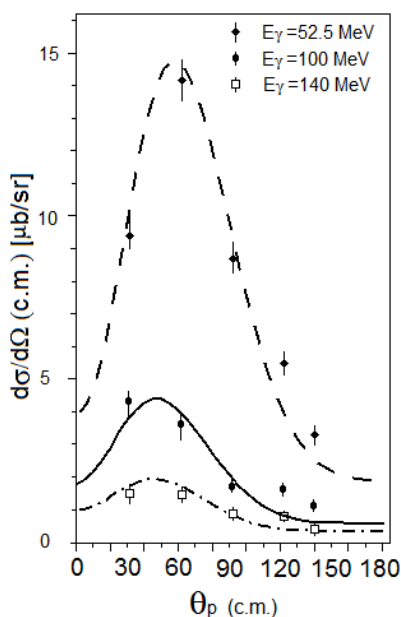


Рис.12. Зависимость от угла дифференциальных сечений для фиксированных энергий фотона в лабораторной системе [15].

На этом рисунке представлены угловые зависимости дифференциальных сечений при фиксированных значениях энергии. Как видно из рис.12 исчезновение пика не наблюдается. В подтверждение к этому обратится к более высокоэнергетическому спектру, который промерен при ещё большей энергии фотона - равной 208 МэВ (рис.13, левая позиция). Сплошная кривая наш расчёт. На правой позиции рис. 13 представлены наборы экспериментальных данных других центров, промеренных при той же энергии, а так же проведено сопоставление с теоретическими расчётами. Сплошная и пунктирная кривые расчёт Laget [15], включающий двухчастичный механизм (пунктирная линия) и механизм перерасеяния мезонов (сплошная кривая) соответственно. Угловая зависимость дифференциального сечения не отражает действительного характера поведения наборов экспериментальных измерений. По-видимому, в работах [8,15] нарушен баланс

между электрическими и магнитными составляющими в амплитуде, что является следствием требования калибровочной инвариантности.

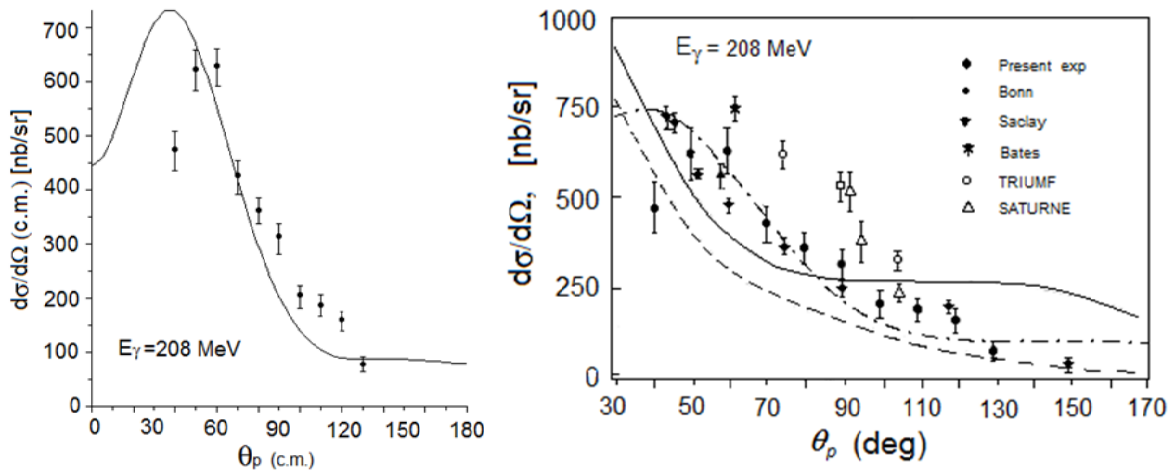


Рис.13. То же, что и на рис. 12, но при энергии фотона равной 208 МэВ [15]. Сплошная и пунктирная кривые расчёт Laget. Штрих пунктирная кривая наш расчёт.

На рис.14 показана зависимость Σ асимметрии при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ от энергии. Для асимметрии использована формула $\Sigma = \frac{d\sigma(\parallel) - d\sigma(\perp)}{d\sigma(\parallel) + d\sigma(\perp)}$, где в числителе дроби находится разность сечений фоторасщепления ядра линейно поляризованными фотонами с вектором поляризации параллельно ($d\sigma(\parallel)$) и перпендикулярно ($d\sigma(\perp)$) плоскости реакции, отнесенных к их сумме.

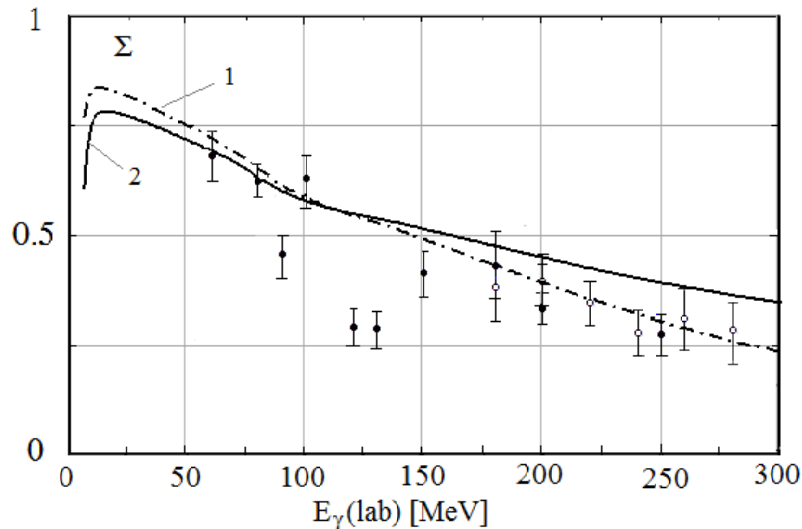


Рис.14. Энергетическая зависимость Σ асимметрии при угле вылета протона $\theta_p = 90^\circ$ [16], 1 - штрих пунктирная кривая наш расчёт. Сплошная кривая 2 наш расчёт для реакции двухчастичного расщепления ядра трития - $\gamma + {}^3H \rightarrow n + d$ (предсказание).

Хочется отметить общий момент проведенных исследований, учет виртуальной экзотики: мезонных обменных токов, спин орбитальных токов, конвекционных и спиновых токов в различных комбинациях – только ухудшают описание наблюдаемых для этой реакции [16]. Авторы работы [13], чтобы показать влияние указанных механизмов на сечение, то угловую зависимость дифференциального сечения при энергии фотона 208 МэВ (рис. 13) пришлось изобразить с использованием четырех порядков логарифмического масштаба. Это сделано для того, чтобы экспериментальное сечение стало выглядеть почти слабонаклонной прямой линией в одном порядке, а остальные три порядка (два до экспериментальных данных и один после) понадобились для указания рассогласования с теоретическим описанием. Подобная ситуация прослеживается при попытке сопоставления теоретических расчетов с энергетической зависимостью Σ асимметрии от порога расщепления до 300 МэВ по энергии фотона.

Выбирая подход, в основе которого использована релятивистская инвариантность, а вклады электрических

и магнитных переходов зафиксированы в амплитуде с помощью точного выполнения требования калибровочной инвариантности, то это уже обеспечивает удовлетворительное описание экспериментальных данных, как в работе [17]. Привлекать различную виртуальную экзотику для описания ЭМ процессов нужно при этом проявлять известную осторожность. Как могут виртуальные частицы повлиять на конкретный процесс. Ведь благодаря виртуальным процессам, которые возможны и уже просуммированы (неизвестным нам способом) в связанном состоянии, и результат их зафиксирован в значении величины энергии связи. “Вытаскивать” вклад в сечение отдельного мезона или другой виртуальной частицы и учитывать ее вклад во взаимодействие с фотоном в конкретном процессе, к которому этот мезон не имеет ни какого отношения (с фиксированным составом фрагментов в конечном состоянии).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен подход для описания процессов двухчастичного фоторасщепления нелокального поля на фрагменты. Ввиду свойства неотделимости понятия об электрическом заряде от массы, что приводит к необходимости описания совместного перемещения заряда и массы при трансляциях. Это обеспечивает точное согласование действий законов сохранения энергии-импульса и заряда в амплитуде. Сохранение ЭМ тока приводит к точной балансировке электрических и магнитных вкладов в сечении. Точное выполнение требований ковариантности и калибровочной инвариантности есть единственно верный признак (критерий) того, что вы при изучении того или иного явления действуете в правильном направлении.

Согласование действий законов сохранения энергии-импульса и заряда в амплитуде, посредством привлечения геометрической интерпретации калибровочных полей в обобщенном пространстве, как следствие свойства неотделимости электрического заряда от его массы и индифферентности ЭМ сил, обеспечили необходимые условия для последовательного введения в теорию, как локальных, так и нелокальных полей материи. Локальный предел следует, если вершинная функция сильного взаимодействия становится константой. В этом случае регулярная составляющая полной амплитуды обнуляется, а калибровочная инвариантность обеспечивается оставшейся полюсной частью.

Преимуществом предложенного подхода состоит в том, что он не изменяет ни единого результата, полученного ранее в рамках локальной теории, когда в процессе присутствует только ЭМ вершины. Точное сохранение адронного тока обеспечивает в амплитуде с виртуальными фотонами конечный предел в фотонную точку (по квадрату переданного импульса $q^2 \rightarrow 0$), что создает уникальные условия для исследования роли одних и тех же механизмов реакции в процессах с электронами и фотонами одновременно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efimov G.V. Problemy kvantovoj teorii nelokal'nyh vzaimodejstvij. M.: Nauka, Glavnaja redakcija Fiz.-mat. lit., 1985. – 216s.
2. Slavnov A.A., Faddeev L.D. Vvedenie v kvantovuju teoriiju kalibrovocnyh polej. -M.: Nauka, 1988.-272s.
3. Kasatkin Ju.A. Lokal'naja U(1)-kalibrovocnaja invariantnost' i fotorasshheplenie sil'no svjazannyh sistem // Pis'ma v EChAYa. - 2004. - T.1, No.5(122). - S. 30–49.
4. Kasatkin Ju.A. Geometricheskij aspekt kalibrovocnyh polej i vozmozhnost' edinogo opisanija lokal'nyh i nelokal'nyh vzaimodejstvij v KJeD // Pis'ma v EChAYa. - 2009. - No.1(149). - S. 41-53.
5. Kasatkin Yu.A. Additional Requirements for Consistent Description of Nonlocal Interactions in QED // Physics of Particles and Nuclei Letters. - 2010. - Vol. 7, No.2.-P.100-109.
6. Kasatkin Ju.A., Korzh A.P. Dopolnitel'nye uslovija dlja opisanija nelokal'nyh vzaimodejstvij v KED // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2009. – No.880. – Iss.4(44). - S.31-44.
7. Govaerts J., Lucio J. L., Martinez A., Pesteau J. Low energy theorem and photodisintegration of light nuclei // Nucl. Phys.A. 1981. - Vol.368. - P. 409-428.
8. Korchin A.Yu, Van Neck D., Waroquier M., Scholten O., Dieperink A.E.L. Production of e+e- pairs in proton deuteron capture ^3He // Phys. Lett. - 1998. -Vol. - B441. - P.17-26.
9. O'Fallon N.M., Koester L.J., Smith J.H. Two-Body Photodisintegration of ^3He between 40 and 150 MeV // Phys. Rev. C.-1972.- Vol.5. - No.6. - P.1926-1938.
10. Schadow W., Nohadani O., Sandhas W. Photonuclear reactions of three-nucleon systems // Preprint TRI-PP-00-29.
11. Schiavilla R., Pandharipande V.R., Wiringa R. Momentum distributions in A=3 and 4 nuclei // Nucl. Phys. - 1986.-Vol. A449.- P. 219-242.
12. Schadow W., Sandhas W. Triton photodisintegration with realistic potentials // arXiv:nucl-th/9712018v1 5 Dec 1997.
13. Schadow W., Sandhas W. Photodisintegration of the triton with realistic potentials // arXiv:nucl-th/9712023v1 8 Dec 1997.
14. Prats F. The reactions p+d ^3He + at intermediate energy // Phys. Rev.-1979.-Vol. 88B. –No.1,2.-P. 23-26.
15. Kolb N. R., Cairns E. B., Hackett E. D. et al. $^3\text{He}(\gamma, pd)$ cross sections with tagged photons below the resonance // Phys. Rev. C.-1994.-Vol.49. – No.5. -P.2586-2591.
16. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Calculation of the cross section for the reaction at intermediate photon energies // Problems of atomic science and technology. Series: Nucl. Phys. Invest.–2001. - No.1(37).-P. 50-52.
17. Nagornyj S.I., Kasatkin Ju.A., Zolenko V.A. Rasshheplenie trjoh-nuklonnyh sistem fotonami i jelektronami v edinom kovariantnom podhode s sohranjajushhimisja tokami // JaF.- 1994.-T.57. – No.6.- S.1001-1019.