

УДК 530.145

## АСИМПТОТИКА ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА В ПОДХОДЕ С ТОЧНО СОХРАНЯЮЩИМСЯ ЯДЕРНЫМ ТОКОМ

Ю.А. Касаткин, И.К. Кириченко\*

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,  
61002, Украина, г. Харьков-2, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812.*

*\*Украинская инженерно-педагогическая академия,  
61003, Украина, г. Харьков, ул. Университетская 16.*

Поступила в редакцию 1 октября 2007 г.

На основе сильносвязных калибровочно-инвариантных функций Грина получена обобщенная калибровочно-замкнутая амплитуда процесса электромагнитного расщепления дейтрона за счет согласования закона сохранения энергии-импульса в конфигурационном пространстве-времени с законом сохранения заряда в присоединенном пространстве, вызванных необходимостью корректного описания перераспределения массы и заряда в области доминирующих структурообразующих сил большой интенсивности и ограниченного радиуса действия. На примере фоторасщепления скалярного дейтрона изучены следствия сохраняющегося структурного ядерного тока на формирование асимптотического поведения полного сечения при энергиях фотонных пучков значительно превосходящих массу мишени. Получено ограничение на асимптотический рост дейтонной вершинной функции от полной энергии на основе экспериментального факта выхода полного  $\gamma d$  – сечения на постоянную величину. Объединение найденной асимптотики с пороговым поведением позволяет качественно описать сечение во всем энергетическом диапазоне.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** вершинная функция, функции Грина, градиентная инвариантность, формфакторы, асимптотика сечений.

Как известно, найти сколько-нибудь приемлемое теоретическое объяснение поведения полных сечений фотопроцессов на дейтроне для асимптотически больших энергий (начиная с 3 ГэВ в лабораторной системе) фотонов не удастся. “Размах” величины полного сечения по оси ординат в логарифмическом масштабе укладывается в границах полутора порядков в интервале от порога расщепления до сотен ГэВ по энергии фотонов в лабораторной системе. Дело в том, что независимо от используемой теоретической модели, в которой выполняется расчет, сечение содержит сильную вершину процесса расщепления. Ядерные вершины описываются реалистическими параметризациями функции импульсного распределения нуклонов, которые обеспечивает нормировку плотности вероятности на единицу, а с математической точки зрения являются набором экспоненциально убывающих функций при больших значениях аргумента, гарантирующих сходимость интегралов. Подобная структура полюсного матричного элемента неизбежно приводит к быстрому падению соответствующего сечения с ростом энергии. Более того, полюсное сечение образует основу, на которой базируются расчеты процессов фоторождения мезонов и возбуждения резонансов. Предположение, что подобные процессы дополняют падение полюсного сечения с энергией до постоянной величины, является не убедительными. С другой стороны, предположение о доминировании в асимптотической области петлевых механизмов с непонятным набором частиц в промежуточном состоянии, которые, как известно, не имеют полюсных особенностей и способных удерживать величину полного сечения на постоянном значении на столь протяженном энергетическом интервале, не являются убедительными. Причина связана с тем, что в процессе увеличения энергии фотона, ему становятся доступными значительно меньшие пространственно-временные интервалы, на которых доминируют уже иные структурообразующие силы между другими структурными составляющими, которые не определяются нуклонными состояниями. Возможности фотона ограничены его способностью регистрировать лишь закон распределения заряженных образований, причем независимо от выявления деталей происходящих структурных изменений. Описание сложной смены физической картины взаимодействия в рамках локальных представлений о процессе не удастся в настоящее время. Согласно современным представлениям адекватность описания процессов с участием атомных ядер, которые, по сути, являются нелокальными полями материи, может быть достигнута за счет перестройки формализма квантовой теории поля (КТП), не ограничиваясь рамками формальной теории возмущений.

Попытки учесть нелокальный характер взаимодействий [1] в соответствии с требованиями ковариантности и КТП предпринимались с момента использования электромагнитных (ЭМ) зондов для изучения структуры ядер и других составных частиц. Однако придать теории универсальный характер для одновременного описания взаимодействий, как с локальными, так и нелокальными полями материи не удастся по настоящее время. Основная трудность в решении этой проблемы состоит в сохранении свойства универсальности ЭМ сил при взаимодействии с заряженным полем в форме минимальной связи, т.е. произведения потенциала на сохраняющийся полный ток в присутствии других видов взаимодействий. На языке диаграмм в процессе одновременно присутствуют два типа взаимодействий: – ЭМ и, например, сильное, которые существенно различаются интенсивностью и радиусом действия. С другой стороны, неоспоримым экспериментальным

фактом является сохранение заряда независимо от характера сил формирующих структуру, т.е. индифферентности (безразличия) в выполнении ЭМ свойств от присутствия иных видов взаимодействий. Свойство индифферентности ЭМ взаимодействий обеспечивает беспрепятственное выполнение калибровочных свойств ЭМ поля независимо от присутствия в области взаимодействия иных видов структурообразующих сил, вносимых в процесс нелокальными составными полями материи. Иными словами в основе обеспечения требования сохранения полного ЭМ нелокального тока используется свойство индифферентности ЭМ сил по отношению ко всем структурообразующим взаимодействиям и безмассовым калибровочным полям.

Для успешного понимания результатов работы, уместно напомнить логическую последовательность ранее развитого подхода [2,3].

Обеспечить одинаковые исходные условия при описании ЭМ взаимодействий, как на локальных, так и нелокальных полях материи можно за счет использования объектов – типа калибровочно-инвариантной “струны” [4]:

$$S(\eta_{xy}) = \bar{\psi}(x) \text{Pe}^{ig \int_{\eta_{xy}} dr_{\mu} T^{\times A^{\mu}}(r)} \psi(y)$$

и “звезды”

$$B(\eta_{x_1 y}, \eta_{x_2 y}, \eta_{x_3 y}) = \psi_a(x_1) \psi_b(x_2) \psi_c(x_3) \left( \text{Pe}^{ig \int_{\eta_{x_1 y}} dr_{\mu} T^{\times A^{\mu}}(r)} \right)_{aa'} \left( \text{Pe}^{ig \int_{\eta_{x_2 y}} dr_{\mu} T^{\times A^{\mu}}(r)} \right)_{bb'} \left( \text{Pe}^{ig \int_{\eta_{x_3 y}} dr_{\mu} T^{\times A^{\mu}}(r)} \right)_{cc'} \mathcal{E}_{a'b'c'},$$

где P - оператор упорядочения по траектории  $\eta$  в криволинейном интеграле фазовой экспоненты, а индексы относятся к цветовому пространству,  $T \times A^m$  - связность во внутреннем цветовом (зарядовом) пространстве. Следует заметить, что эти нелокальные калибровочно-инвариантные объекты, усредненные по вакууму (петли Вильсона), в квантовой хромодинамике (КХД) рассматриваются как естественные кандидаты для описания рождения мезонов и барионов из кварков, и которые по духу максимально приближены к тому, что требует теория удержания. Задолго до появления КХД Швингером было показано в работе [5], что в функциях Грина, отвечающих точному решению задачи о движении заряженной частицы в однородном электрическом поле или поле плоской волны, обязательно присутствует фазовая экспонента. Криволинейный интеграл в показателе экспоненты от вектора-потенциала ЭМ поля не зависит от формы пути, а определяется лишь положениями начальной и конечной 4-точками кривой интегрирования, что позволяет проводить его вычисление по “прямым” путям в пространстве Минковского.

С появлением квантовой теории калибровочных полей и привлечения теории расслоенных пространств стала понятна роль фазовой экспоненты [например, см. работу [6]] как обобщенной координаты в присоединенном пространстве, позволяющей сравнивать заряженные поля, находящиеся в различных пространственно-временных точках. Роль связности, обеспечивающей согласование трансляций в конфигурационном пространстве с соответствующим перемещением заряда в присоединенном пространстве (главном расслоении), играет вектор-потенциал ЭМ поля  $A^{\mu}$ . Важным достоинством калибровочно-инвариантных функций Грина является реализация в них явной калибровочной (абелевой) симметрии, отражающей инвариантность по отношению к локальным U(1) калибровочным преобразованиям.

Как показано в работе [2], если выбрать в качестве общего отправного положения для рассмотрения и описания ЭМ взаимодействий на локальных и нелокальных полях материи калибровочно-инвариантные объекты типа “струн” и “звезд”, то удастся обеспечить полную преемственность с квантовой электродинамикой (КЭД) с учетом единых требований квантовой теории калибровочных полей и ковариантности, вне рамок лагранжева описания. Дополнительным аргументом в пользу указанного выбора, является отсутствие лагранжиана для нелокального поля как системы поле и его составляющие. Это приводит к невозможности введения взаимодействия с нелокальным полем с помощью “рецепта” КЭД – замены обычных производных в кинетической составляющей лагранжиана на ковариантные производные.

Показано [2,3], что ЭМ вершины в КЭД с учетом статистики материальных полей могут быть получены на основе использования калибровочно-инвариантных двухчастичных функций Грина (“струн”), при этом никоим образом не сказывается характер внутреннего устройства материального поля. Следует обратить внимание на принципиальное отличие в определении ЭМ вершин в КЭД и на основе использования калибровочно-инвариантных вакуумных средних. В структуре калибровочно-инвариантной двухчастичной функции Грина особый статус ЭМ поля, как калибровочного, в отношении материальных полей определен в форме фазовой экспоненты. В тоже время, квантово-электродинамический вершинный оператор – треххвостка, который по своей структуре есть вакуумное среднее от причинно упорядоченного произведения вектора-потенциала ЭМ поля и двух материальных, т.е. фактически от лагранжиана взаимодействия, уже является результатом использования калибровочной симметрии в полном лагранжиане. Вычисление функциональной производной от калибровочно-инвариантной двухточечной функции Грина по вектору-потенциалу ЭМ поля и перехода к импульсному представлению, определяет ЭМ вершины, которые эволюционно связаны с функциями Грина взаимодействующей частицы до и после вершины. Свертка вычисленной производной с 4-импульсом фотона приводит к тождеству Грина, которое в частном случае нулевой передачи импульса приводит к тождеству Уорда.

Трехточечная калибровочно-инвариантная “звезда” - функция Грина позволяет ввести в рассмотрение единым образом калибровочно-замкнутую амплитуду взаимодействия ЭМ поля, как с локальным, так и нелокальным заряженным полем материи, причем для нелокального поля в амплитуде присутствует регулярная часть в дополнение к традиционной полюсной. Появление регулярной составляющей в амплитуде является следствием учета нелокальности вершины сильного взаимодействия, которая вследствие свойства индифферентности ЭМ сил и беспрепятственного выполнения калибровочной симметрии является свободным функциональным параметром, вид которого определяется как решение соответствующих структурных уравнений на каждом иерархическом масштабе строения материи с учетом доминирования тех или иных структурообразующих сил. В этом моменте состоит принципиальное отличие от существующих [1] нелокальных подходов к ЭМ взаимодействиям с участием нелокальных полей материи, в которых выполнение калибровочных свойств (закон сохранения заряда) ставилось в зависимость от параметра фундаментальной длины, т.е. вида структурообразующего взаимодействия, что не отражает экспериментальной тенденции.

Объективный моментом, который предопределил появление регулярной составляющей в обобщенной полюсной амплитуде, связан непосредственно с присутствием в процессе нелокальности. В области нелокальности, в результате вносимого фотоном энергетического возмущения, происходят значительные структурные изменения, связанные с перераспределением массы и заряда нелокального поля между его наблюдаемыми фрагментами. Фазовые экспоненциальные множители, как это уже отмечалось ранее, позволяют корректно описать эти изменения с помощью согласования действий законов сохранения 4-импульса и заряда, что в итоге приводит к появлению в амплитуде регулярной составляющей. Регулярная часть обобщенной полюсной амплитуды для нелокальных полей учитывает динамическое отличие в поведении ядерной нуклонной волновой функции на малых расстояниях от асимптотики Юкавы или отличие вершинной функции от константы и определяет величину вклада многочастичных электрических механизмов в дополнение к одночастичным, строго согласованным между собой требованием калибровочной инвариантности. В предельном случае, когда вершинная функция является постоянной, выполняется квантово-электродинамический предел (низкоэнергетическое рассмотрение). Регулярная часть вносит дополнительную зависимость амплитуды от производной вершины сильного взаимодействия.

Целью настоящей работы является исследование общих свойств регулярной части обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды на формирование энергетического поведения полных сечений взаимодействия фотонов с нелокальными полями, как у порога расщепления, так и для асимптотически больших энергий.

### ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ КВАРКОВОГО МАСШТАБА СТРОЕНИЯ МАТЕРИИ

Общая экспериментальная ситуация (рис. 1), отражающая совместное исследование полных сечений фотопоглощения на дейтерии и на протоне, выявляет их общую структуру и поведение. “Параллельность” в следовании зависимостей полных сечений на протоне и дейтроне от 0,2 до 1,2 ГэВ по энергии фотонного пучка, с полным копированием основных нуклонных резонансных пиков, указывают на тождественность механизмов их формирования. При энергиях больше 1,2 ГэВ сечения также сохраняют общую тенденцию параллельности, но остаются постоянными. Отношение полных сечений в этом диапазоне порядка 1,7. Если объем нуклона как системы 3-кварков принять за единицу, а объем дейтрона как б<sub>q</sub>-образования, принять равным прямой сумме объемов протона и нейтрона (с учетом малой энергии связи), то в пересчете на отношение геометрических площадей этих объемов получаем  $\sqrt[3]{4} \approx 1,6$ , что практически отвечает наблюдаемому значению. Выход полных сечений на асимптотику со значением сечения  $\sigma_{\gamma d}(\omega) \cong (0,2 \div 0,21) \text{ мб}$  вплоть до энергий фотонов  $\omega = 20 \text{ ГэВ}$  тесно связан с возможностью исследования заряженных структур размерами порядка  $r \sim 10^{-2} \text{ fm}$ . Постоянство полного сечения физически означает, что фотон, начиная с некоторого значения энергии (например,  $\omega \sim 1,2 \text{ ГэВ}$ ), перестает регистрировать заряженные составляющие на доступном ему пространственном интервале, как в свободном протоне, так и связанном протоне, находящемся в дейтроне. Это, по-видимому, можно объяснить, предположив, что фотону стала доступна область конфайнмента, где множество кварк-антикварковых пар существуют в форме диполоподобных сильно связанных состояний. Убедительного теоретического объяснения такого поведения полных сечений в настоящее время нет.

Приведенное сечение на рис. 1 служит лишь обоснованием в выборе характера поведения (выхода на константу) полного сечения в высокоэнергетической асимптотике, чтобы установить функциональный вид зависимости вершины сильного взаимодействия от полной энергии при расчете величины этого сечения на основе обобщенной калибровочно-замкнутой амплитуды. Никаких иных целей, связанных с попыткой описать эти спектры, авторы не преследуют. Не в ущерб общности рассмотрения, а лишь с целью наглядности получаемых результатов, выполним расчет сечения фоторасщепления скалярного нелокального поля, состоящего из двух скалярных фрагментов. При исследовании порогового поведения сечения нелокальное поле можно рассматривать как скалярный дейтрон, а при рассмотрении асимптотического поведения нелокальное поле будем считать связанной кварк-антикварковой парой (спины не учитываем). При этом общий вид

амплитуды сохраняется, а меняются массы, заряды частиц и вершина сильного взаимодействия, в соответствии с доминирующими взаимодействиями, доступного для исследования масштаба.

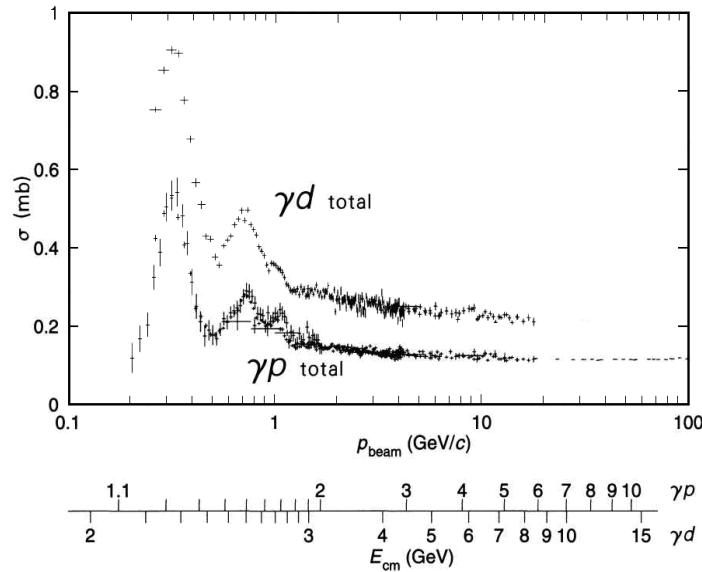


Рис. 1. Полные сечения взаимодействия фотона с дейтроном и протоном как функции импульса пучка в лабораторной системе (или полной энергии в системе центра масс начальных частиц) [7].

Как показано в работе [2], калибровочно-инвариантная сильносвязанная трехточечная вершинная часть

$$G(x, y, z; \{A\}) = i \langle T(B(z) e^{ie_1 \int_{x^0}^z dr_{\rho} A^{\rho}(r)} \bar{\psi}_1(x) e^{ie_2 \int_y^z dr_{\sigma} A^{\sigma}(r)} \bar{\psi}_2(y)) \rangle,$$

где  $B(z)$ ,  $\bar{\psi}_1(x)$ ,  $\bar{\psi}_2(y)$  - нелокальное поле материи и его составляющие соответственно, инвариантная относительно группы локальных калибровочных преобразований, в импульсном представлении определяет регулярную часть амплитуды. Регулярная часть вместе с полюсной обеспечивает точное сохранение полного тока. Запишем матричный элемент фоторасщепления скалярного дейтрона [2,3]

$$M = e \cdot e_m \cdot J^{\mu}, \quad e = \sqrt{4p\bar{b}}, \quad \bar{b} = 1/137, \quad (1)$$

где ЭМ ток  $J^{\mu}$ , отвечающий диаграммам на рис. 2 имеет вид [1,2]:

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

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

$z_{s,t,u}$  - заряды дейтрона, протона и нейтрона в единицах  $e$  соответственно,  $k_{\mu}$  - относительный пространственно-подобный 4-импульс  $pn$ - пары. Нетрудно убедиться в том, что полюсная часть нелокального тока не сохраняется:  $q_{\mu} J_{reg}^{\mu} = z_s G_s - z_t G_t - z_u G_u \neq 0$ , несмотря на то, что заряд сохраняется  $z_s - z_t - z_u = 0$ .

Регулярная составляющая в полном токе исправляет этот недостаток.

Проведем рассмотрение процесса в системе центра масс начальных частиц с осью  $OZ$  направленной вдоль импульса фотона с векторами поляризации  $\varepsilon_{\mu}^{(x)} = (0; 1, 0, 0)$ ,  $\varepsilon_{\mu}^{(y)} = (0; 0, 1, 0)$ , в которой плоскость реакции совмещена с плоскостью  $XOY$ , а импульс протона направлен под углом  $\theta$  к оси  $OZ$ . Для дифференциального сечения получим

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

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

где  $\vec{\omega}$  и  $\vec{p}$  3-импульсы фотона и протона,  $s = (d+q)^2$ , а ядерные вершинные функции  $G_i \equiv G(-k_i^2)$ ,  $i = [s, t, u]$  зависят от квадрата соответствующего канального относительного 4-импульса [1, 2]:

$$k \equiv k_s = \frac{p-n}{2} \stackrel{c.m.}{=} (0; \vec{p}), \quad k_t = \frac{p'-n}{2} = k_s - \frac{q}{2}, \quad k_u = \frac{p-n'}{2} = k_s + \frac{q}{2}.$$

Отметим, что полюсной части амплитуды отвечает выражение в круглых скобках в (2), где отсутствует составляющая полюсного вклада от  $s$ -канала за счет выбора системы отсчета, в то время в регулярной части амплитуды (оставшееся выражение в квадратных скобках) вершинная функция  $s$ -канала присутствует.

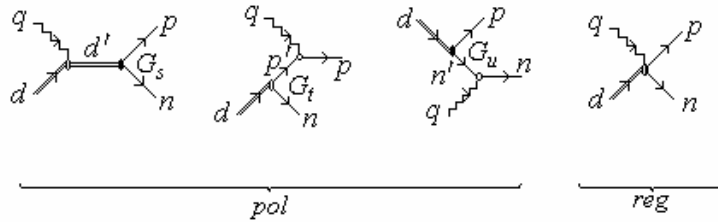


Рис. 2. Диаграммы процесса фоторасщепления скалярного дейтрона.

Присутствие нового механизма в обобщенной полюсной амплитуде – регулярной составляющей, одно из свойств которой заключается в регистрации динамического отличия вершинной функции от константы (или одночастичной нуклонной волновой функции от асимптотики Юкавы) позволяет выявить некоторые особенности в поведении полного сечения фоторасщепления в асимптотической области. В низкоэнергетическом пределе пороговое поведение сечения определяется асимптотикой Юкавы. В этом случае связь вершинной функции с волновой в области порога дается соотношением

$$\frac{G}{m^2 - t} = 2\sqrt{m} \frac{\sqrt{8\pi\alpha_o}}{\alpha_o^2 - k_i^2}, \quad \alpha_o = \sqrt{m\varepsilon_d} \tag{3}$$

которая в координатном пространстве соответствует волновой функции основного  ${}^3S_1$ -состояния дейтрона  $4\pi\sqrt{2m_d}e^{-\alpha_o r} / r$ , а сама вершина  $G = 8\sqrt{2\pi m\alpha_o}$ . Соответствующая замена в выражении (2) производится для  $s(u)$ -каналов и при электрически-дипольном поглощении фотонов вблизи порога для полного сечения фоторасщепления получаем формулу [8]

$$\sigma^{(el)}(\omega) = \frac{8\pi}{3} \alpha(z_t - z_u)^2 \frac{\sqrt{\varepsilon_d}(\omega - \varepsilon_d)^{3/2}}{m\omega^3}. \tag{4}$$

Для получения выражения сечения в высокоэнергетической области поступим следующим образом: во-первых, удержим в разложении вершинных функций полной амплитуды (выражение в квадратных скобках для матричного элемента (2)) по  $kq$  первый неисчезающий член – изотропную часть, а во-вторых, предварительно учтем отличие вершинной функции от константы. Введем в неё динамическую зависимость в виде (неизвестного пока) множителя  $\tilde{F}(-k_i^2)$

$$G(-k_i^2) \rightarrow 8\sqrt{2\pi m\alpha_o} \cdot \tilde{F}(-k_i^2). \tag{5}$$

В результате указанных действий, и исходя из требования постоянства величины полного сечения для неисчезающей части полной амплитуды, получаем дифференциальное уравнение относительно неизвестного формфактора  $\tilde{F}(-k_i^2)$

$$8\sqrt{2}(z_t - z_u)\sqrt{\pi\alpha_o m} \left[ \frac{\partial \tilde{F}(-k_i^2)}{\partial(-k_i^2)} - \frac{\tilde{F}(-k_i^2)}{\alpha_o^2 - k_i^2} \right] = Const, \tag{6}$$

решение которого, с нормировкой (5) имеет вид

$$\tilde{F}(-k_i^2) \rightarrow 4 \left[ C_1 - \frac{Const \cdot \sqrt{2} \ln(\alpha_o^2 - k_i^2)}{16\sqrt{\pi\alpha_o m}(z_t - z_u)} \right] (\alpha_o^2 - k_i^2) \sqrt{8\pi\alpha_o m} \tag{7}$$

Константу  $C_1$  в решении (7) выберем так, чтобы выполнялось условие  $\tilde{F}(0) = 0$ , а значение  $Const = 8\sqrt{2}/m$  полагаем так, чтобы сумма обеих асимптотик обеспечивала непрерывность сечения при переходе от низкой к высокоэнергетической области, что эквивалентно использованию единой вершинной функции (рис. 3):

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

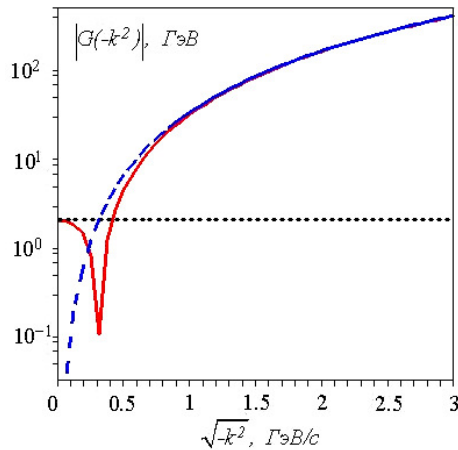


Рис. 3. Зависимость от относительного импульса абсолютной величины вершинных функций: точечная кривая – обеспечивает пороговое поведение полного сечения, штриховая – отвечает выходу полного сечения на асимптотику при больших энергиях фотонов; наконец, сплошная кривая отвечает сумме предыдущих кривых.

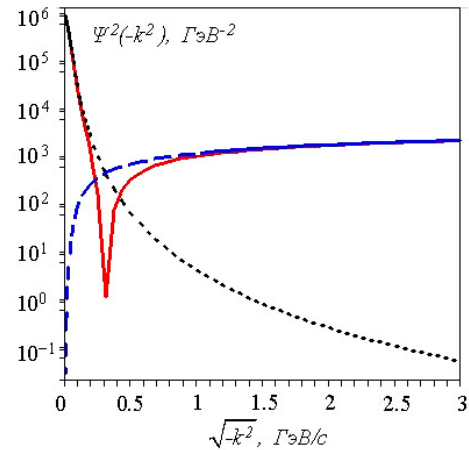


Рис.4. Квадраты функций импульсного распределения. Характер кривых тот же, что и на рис. 3.

Для функции импульсного распределения  $\Psi(-k^2) = G(-k^2)/(\alpha_o^2 - k^2)$  (рис. 4) это эквивалентно появлению, в дополнение к традиционному полюсному виду, логарифмически растущего с энергией слагаемого

$$\Psi_{reg}(-k^2) = \frac{8\sqrt{2}}{(z_t - z_u)m} \ln\left(1 - \frac{k^2}{\alpha_o^2}\right), \quad (-k^2 = \vec{p}_{omn}^2).$$

Асимптотика вершинной функции (8) при этом имеет вид

$$G(s) \approx \frac{2\sqrt{2}}{z_t - z_u} \frac{s - m_d^2}{m} \ln \frac{s - m_d^2}{4\alpha_o^2} = \frac{8\sqrt{2}}{z_t - z_u} \omega_\gamma^{n.c.} \ln \frac{\omega_\gamma^{n.c.}}{\varepsilon_d}, \quad (9)$$

а при  $s \gg m_d^2$  определяется выражением

$$\lim_{s \gg m_d^2} G(s) \approx \frac{2\sqrt{2}}{z_t - z_u} \cdot \frac{s}{m} \cdot \ln \frac{s}{4\alpha_o^2}$$

где  $\varepsilon_d$  - энергия связи дейтрона,  $z_t, z_u$  - заряды протона и нейтрона в единицах  $e$  соответственно, которое приводит к постоянству полного сечения в асимптотической области

$$\sigma(\omega) \approx \frac{8\pi}{3} \cdot \alpha \cdot (Const)^2, \quad Const = 8\sqrt{2}/m, \quad (10)$$

независящего от энергии падающего фотона. А это в свою очередь означает, что нельзя по виду полного сечения установить правую границу по импульсу для функции импульсного распределения кварк-глюонных структур, как систем с бесконечным переменным числом частиц. Поэтому численное значение  $Const$  можно установить из сопоставления сечения (10) с его экспериментальным значением.

Как следует из вывода обобщенной полюсной амплитуды, произвол сохраняется лишь в выборе явного вида функциональной зависимости ядерной вершины с естественным требованием сохранения аргумента в форме квадрата относительного пространственно-подобного 4-импульса. Получение точного решения с привлечением уравнения Бете-Солпитера на сегодняшний день не представляется возможным по причине сильной нелинейности задачи, возникающей при ее рассмотрении в рамках КХД. Однако получить качественную картину, возникающую с ростом энергии фотона, основанную на требованиях ковариантности и калибровочной инвариантности с привлечением экспериментального факта в отношении асимптотического поведения полного  $\gamma d$ -сечения, представляется возможным. Возникший произвол есть отражение свойства индифферентности ЭМ взаимодействий, которое состоит в том, что фотон, не изменяя своих калибровочных свойств, беспрепятственно проникает в любые пространственно-временные масштабы, включая область конфайнмента. Единственное условие для подобного зондирования является наличие электрического заряда у структурных образований. Для свободных частиц вершина взаимодействия фотона с заряженной частицей определяется элементарным зарядом  $e$ . Другие виды взаимодействий, формирующие структурную иерархию материи на каждой ступени, имеют малый радиус действия, но по интенсивности значительно превосходят ЭМ силы. Это приводит к требованию учета нелокальности в распределении заряда уже на ядерном уровне, а на кварковом масштабе добавочного условия – за счет дробления элементарного (регистрируемого) заряда.

Следует заметить, что из всех экспериментально обнаруженных адронов лишь протон является стабильным ( $\tau \sim 10^{32}$  лет) и если бы в природе все было построено лишь на основе атомов водорода, то никогда не возник бы вопрос о ядерных силах. Однако стабильность ядра дейтерия, определяет простор для появления широкого класса мезонов, барионов и создает условия для существования стабильной цепочки ядер, что определяет содержательную многоликость нашего мира. Интересен экспериментальный факт, объективная сторона которого определяется одинаковым характером поведения полных сечений на протоне, нейтроне и дейтроне при рассеянии на них каонов, пионов обоих знаков [7]  $K^+p$ ,  $K^+n$ ,  $K^+d$ ,  $\pi^+p$ ,  $\pi^+n$ ,  $\pi^+d$  и фотонов (рис. 1) при энергиях падающих пучков больше 3 ГэВ/с и до 1000 ГэВ/с. Общим свойством в поведении этих сечений является, во-первых, выход их на постоянную величину в указанном диапазоне, а, во-вторых, сечение на дейтроне является некогерентной суммой сечений на протоне и нейтроне. Попытки разумного объяснения этих фактов не находят убедительного теоретического толкования. Если воспользоваться результатами расчетов на основе обобщенной полюсной амплитуды, то представляется следующая возможность связать воедино указанные выше факты поведения полных сечений в асимптотической области, привлекая к рассмотрению кварк-глюонный масштаб субъядерного строения материи.

На рис. 5 (левая сторона) схематически показана эволюция структурных изменений в энергетической шкале ниже энергии связи ядер в сопоставлении с длиной волны зондирующего фотона. Кварк-глюонный конденсат (морские кварки) представляет собой смесь кварков, взаимодействующих между собой посредством октета глюонов со скрытыми цветовыми степенями свободы и обменов виртуальными фотонами. Физика взаимодействий в этом состоянии материи подчиняется правилам асимптотической свободы, чем меньше зондируемый пространственно-временной интервал, тем более свободными оказываются кварки. Функция распределения кварков по импульсам в конденсате близка к равномерному (или слабо растущему – логарифмическому) распределению. Это можно объяснить следующими соображениями. Функция распределения по импульсу одного кварка представляет собой  $\delta$ -функцию, а поскольку кварков бесконечное множество в ограниченной области пространства-времени, то установившееся распределение будет равномерным. Не скомпенсированный электрический заряд кварков в области удержания, который вне ее определяет суммарный заряд ядерных протонов, за счет конкурирующего противодействия сил кулоновского отталкивания выталкивается на внутреннюю поверхность границы конфайнмента, что на макро уровне определяет эффект поляризуемости ядер и составных элементарных частиц. Скомпенсированный электрический заряд множества  $q\bar{q}$ -пар, подобно образованию нейтральных атомов (а также позитрония, мюония), становится “невидимым” для фотонов и полное сечение в этой области формируется за счет флуктуаций в нейтральных кварковых образованиях, вносимых цветовыми степенями кварк-глюонного взаимодействия. Иначе, фотон беспрепятственно проникает через границу конфайнмента и утрачивает способность регистрировать нуклон-мезонный уровень в результате уменьшения длины волны, погружаясь в кварковый конденсат, где его роль по-прежнему сводится к контролю доступного для наблюдения электрического (хотя уже и дробного) заряда. Импульсное распределение нуклонов сменяется на распределение кварков (рис. 5).

Сближение двух или трех кварков приводит к образованию связанных состояний со скрытым цветом (цветовых синглетов), которые являются уже чужеродными и “выталкиваются” цветовым полем за границы области удержания (на рис. 5 стрелками показано движение обесцвеченных двух и трех кварковых связанных образований за пределы кваркового моря). Таким образом, формируется нуклон-мезонный уровень с ядерными силами, которые являются обесцвеченным остаточным взаимодействием от кварк-глюонного.

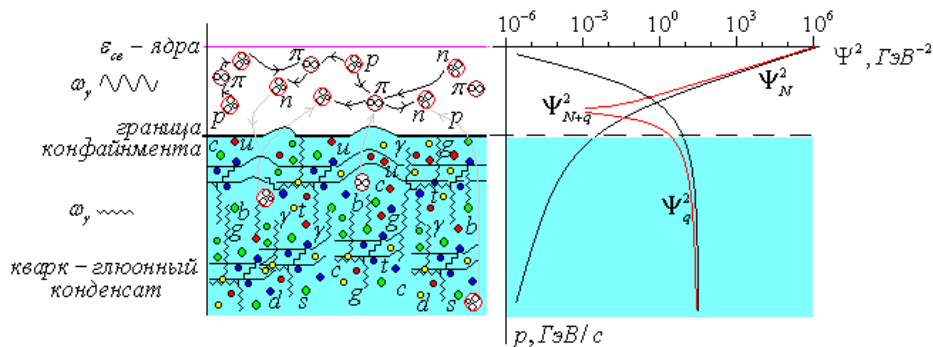


Рис.5. Соотношения нуклон-мезонного и кварк-глюонного состояний в атомном ядре в зависимости от энергии фотонов (левая часть). Октет глюонных и фотонного калибровочных полей в сочетании с тремя парами кварковых (( $d,u$ ); ( $s,c$ ); ( $b,t$ )), формируют конденсатное (кварковое “море”) состояние субъядерного уровня строения материи. Квадраты функций импульсных распределений составляющих различного пространственно-временного масштаба в ядрах (правая часть).

С повышением энергии фотона  $\omega_\gamma$  длина волны уменьшается, что обеспечивает его способность

проследить структуру от ядерного до кваркового уровня (рис. 6) не обращая внимания на структурные изменения при проникновении в область кваркового конденсата.

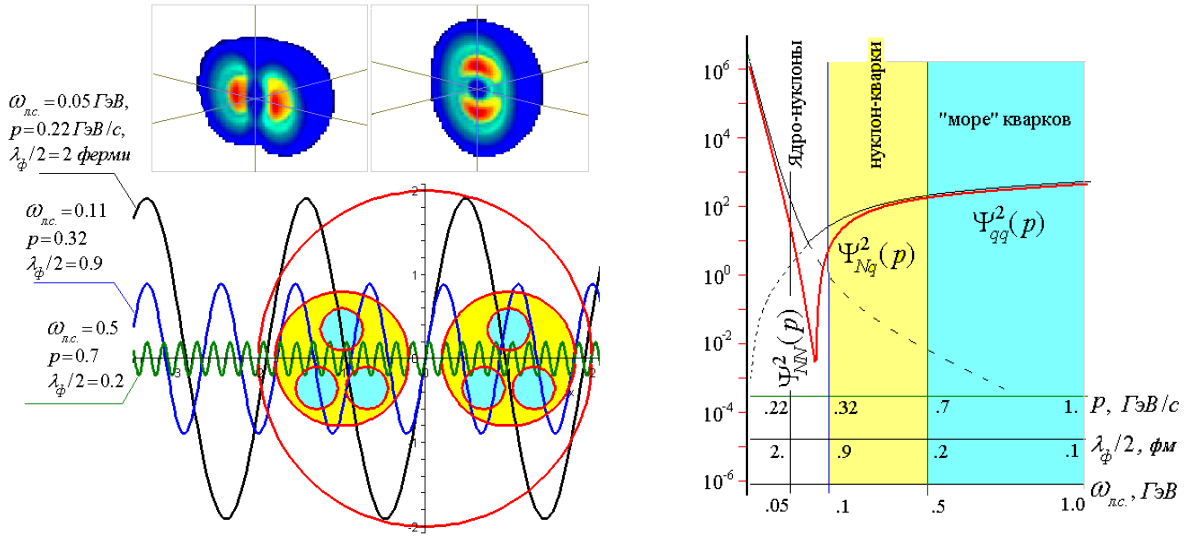


Рис. 6. Пространственное распределение плотности в ядре дейтерия с учетом тензорного характера ядерных сил (верхняя левая часть). Соотношение энергий и соответствующих им длин волн, зондирующих фотонов и доступные структурные образования в дейтроне (нижняя левая часть). Эволюция законов импульсных распределений для различных иерархий структурных уровней в дейтроне, идентифицируемых фотоном (правая часть).

Иначе, фотон беспрепятственно проникает через границу конфайнмента и утрачивает способность регистрировать нуклон – мезонный уровень в результате уменьшения длины волны, погружаясь в кварковый конденсат, где его роль по-прежнему сводится к контролю электрического (хотя уже и дробного) заряда. Импульсное распределение нуклона переходит в распределение кварков (рис. 5-6, правые части).

В области ранней адронизации (за границей зоны удержания цвета), будущие связанные кварковые образования приобретают очертания будущих барионов и мезонов и формируют высокоимпульсную часть нуклонного распределения в виде остаточного кварк-глюонного взаимодействия. Это взаимодействие принято называть ядерным, которое по своему характеру является короткодействующим, ограничивая сложную иерархию нуклон-мезонных сил с энергией связи ядер не превышающей 8 МэВ/нуклон.

На рис. 7 показана энергетическая зависимость полного сечения фоторасщепления дейтрона в интервале энергий фотонов от порога до 100 ГэВ в лабораторной системе. Заштрихованный коридор соответствует имеющимся мировым экспериментальным данным. Расчет сечения (сплошная кривая) выполнен на основе обобщенной полюсной амплитуды (2) для скалярного дейтрона с вершинной функцией (8), учитывающей характер высокоэнергетического поведения экспериментальных данных. Точечная и пунктирная кривые соответствуют вкладам, рассчитанным на основе только полюсной (-pol) или регулярной (-reg) частей полной амплитуды.

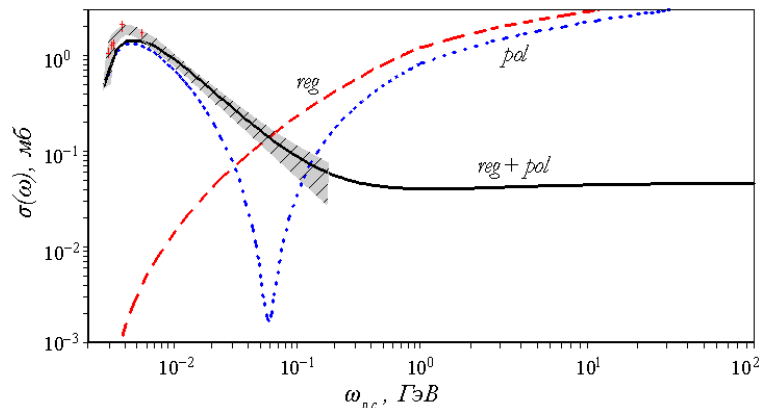


Рис. 7. Энергетическая зависимость полного сечения (сплошная кривая) от энергии фотона в лабораторной системе. Точечная и пунктирная кривые вклады только полюсной или регулярной частей обобщенной полюсной амплитуды. Затемнено-штрихованная область – коридор экспериментальных данных.

Как видно, доминирование полюсного сечения над регулярной составляющей наблюдается вплоть до 30 МэВ по энергии фотона, а выход на асимптотический режим происходит при энергии фотона равной 800 МэВ,



когда в амплитуде преобладает вклад от регулярной части. Несмотря на рост обеих составляющих амплитуды (1) для вершинной функции с зависимостью  $G(s) \sim s \cdot \ln(s/\alpha_0^2)$ , полное сечение сохраняет постоянное значение до энергий превышающих 100 ГэВ. Такое поведение сечения является следствием точного сохранения ЭМ ядерного тока.

Отметим, что полученное выражение для асимптотического поведения вершинной функции кварк-глюонных взаимодействий формально совпадает с асимптотическим поведением энергетической зависимости поляризационного оператора в КЭД во времени-подобной области [8] ( $s \gg 4m_e^2$ ):  $P(s) \cong -(\alpha/3\pi)s \cdot \ln(s/m_e^2)$ .

### ВЫВОДЫ

В заключение отметим, что эволюционная смена структурообразующих сил при проникновении фотона на доступный иерархический масштаб строения материи в исследованиях структуры нелокальных полей материи, указывает на проблему поиска уравнения, решением которого в этом простейшем случае для вершины является выражение (8).

1. На основе обобщенной полюсной амплитуды, в которой точно согласовано действие законов сохранения энергии-импульса и закона сохранения заряда, проведено исследование нелокальной ЭМ структуры материального поля при асимптотических значениях энергий фотонных пучков с сохраняющимся током.

2. На примере качественного исследования процесса фоторасщепления скалярного дейтрона получена единая ядерная вершинная функция, учитывающая изменение структурного масштаба и описывающая поведение полного сечения, как в низкоэнергетической, так и в асимптотической области энергий фотонов.

3. Для процесса фоторасщепления дейтрона на основе обобщенного полюсного приближения установлено ограничение сверху на рост ядерной вершины как функции квадрата полной энергии  $G(s) \sim s \cdot \ln(s/\alpha_0^2)$ , обеспечивающей постоянное значение величины полного сечения при асимптотических значениях энергий фотонов ( $\omega_\gamma \geq m_d$ ).

В заключение авторы выражают благодарность Кулишу Ю.В., Меренкову Н.П. и Корчину А.Ю. за ряд ценных замечаний, которые способствовали четкому изложению результатов работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. – М.: Наука, Главная редакция физ.-мат. литературы, 1985. – 216 с.
2. Касаткин Ю.А. Локальная  $U(1)$ -калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильносвязанных систем // Письма в ЭЧАЯ - 2004. - Т.1, №5(122). - С. 30–49.
3. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. Теоретико-полевой подход к расщеплению связанных систем на основе локальной калибровочной природы электромагнитного поля // Ядерная физика. - 2004. - Т. 67, № 4. - С. 748-763.
4. Seiler E. Gauge Theories as a Problem of Constructive Quantum Field Theory and Statistical Mechanics. Lecture Notes in Physics. 159. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg New York, 1982.
5. Швингер Ю. Частицы, поля, источники. – М.: Мир, 1974. - 517 с.
6. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. - М.: Наука, 1988. - 272 с.
7. The American Physical Society. – American Institute of Physics: Particles and Fields. (Review of Particle Properties) // Phys. Rev. - 1992. – D 45.
8. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980. – 623 с.

### ASYMPTOTIC THE TOTAL CROSS SECTION OF DEUTERON PHOTODISINTEGRATION IN APPROACH WITH THE EXACTLY CONSERVED NUCLEAR CURRENT

**Yu.A. Kasatkin, I.K. Kirichenko\***

*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine,  
61002, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812*

*\*Ukraine Engineer-Pedagogical Academy,  
61003, Ukraine, Kharkov, University St., 16.*

For the process of EM of breaking up of the unlocal field due to the concordance of actions of the concerning laws of 4-momentum in configuration space-time with the law of saving of charge in the added space, caused by the necessity of correct description of redistribution of mass and charge in area of dominant structure-formative forces of strong intensity and limited cruising radius on the basis of the use of the strong-coherent gauge-invariant Green's functions the generalized gauge-closed amplitude is got. On the example of photodisintegration of scalar deuteron the consequences of the saved structural nuclear current on the asymptotic behave of total cross section of photodisintegration at energies of photonic beam of considerably excelling target mass are studied. Limitation on asymptotic growth of deuteron vertex function from complete energy on the basis of experimental output of total cross section on a stable value is got. Association of found asymptotic with the threshold conduct allows high-quality to describe the section in all power range.

**KEY WORDS:** vertex function, Green's function, gauge invariance, form factor, asymptotic of sections.