

# Оптическая модель квазисвязанного состояния нейтрино и ее обоснование

Ю.Л. Ратис

**Аннотация**—Показано, что гипотеза о существовании экзотического электрослабого резонанса “нейтроний” не противоречит известным законам физики. Рассмотрена оптическая модель квазиконфайнмента нейтрино в квазинейтроне. Дано микроскопическое обоснование этой модели в рамках КХД и Стандартной Модели электрослабого взаимодействия.

## I. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14] было показано, что множество “аномальных”, “странных” и других экспериментальных данных, не укладывающихся в рамки современной ядерной физики, можно легко объяснить, если принять гипотезу о существовании экзотического электрослабого резонанса “нейтроний”.

Однако с точки зрения большинства специалистов гипотеза о существовании нейтрония уязвима для критики, так как:

- существование связанного состояния нейтрино и нейтрона, для которого волновая функция нейтрино обращается в ноль на бесконечном удалении от нейтрона, запрещено соотношением неопределенности Гейзенберга;
- расчеты в рамках стандартной модели показывают, что глубина  $\nu n$ -потенциала не превосходит  $10keV$ , в то время как масса нейтрония почти на  $1MeV$  меньше массы нейтрона;
- даже если бы существовал  $\nu n$ -потенциал, глубина которого была бы достаточна для удержания нейтрино в нейтроне, то вызываемое им нарушение стабильности электрослабого вакуума приводило бы к спонтанной генерации  $\nu\bar{\nu}$ - пар, и таким образом, к нарушению закона сохранения энергии.

На первый взгляд, любого из перечисленных выше неоспоримых фактов достаточно для того, чтобы сделать очевидный вывод: гипотеза о существовании нейтрония должна быть отвергнута. Однако детальный анализ каждого из этих контраргументов показал, что ни один из них не является фатальным для гипотезы о существовании экзотического электрослабого резонанса “нейтроний”.

Институт энергетики специального назначения, Самара, [ratis@rambler.ru](mailto:ratis@rambler.ru).

Целью настоящей работы является обоснование сильного утверждения: гипотеза о существовании нейтрония не противоречит известным законам физики.

## II. СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА И ОТЛИЧИЕ КВАЗИСВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ ОТ ИСТИННО СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ

В работах [6], [7], [8] было показано, что для реакции вынужденного электронного захвата, не сопровождающегося эмиссией нейтрино, асимптотика волновых функций (ВФ) нейтрино и электрона в обозначениях упомянутых работ имеет вид

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}) = V^{-1/2} \exp(i\vec{k}_e \vec{r}) u_e(\vec{k}_e) \\ \psi_\nu(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{l_j m_j}^k \\ i f_{-k}(r) \chi_{l_j m_j}^{-k} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

До этого по умолчанию предполагалось, что граничные условия (II.1) запрещены соотношением неопределенности Гейзенберга. Формальным основанием для “запрета” граничных условий (II.1) послужил тот факт, что комптоновская длины волны нейтрино намного больше “размеров” нейтрона

$$\lambda_\sigma(\nu) \gg r_N \approx 0.86 fm \quad (\text{II.2})$$

и нейтрино “не помещается” в нейтроне. Однако вывод о том, что граничные условия (II.1) запрещены первыми принципами физики, оказался преждевременным.

В основе квантовой механики лежит соотношение неопределенности Гейзенберга

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar, \quad (\text{II.3})$$

а в качестве оценки неопределенности координат частицы, связанной в трехмерной потенциальной яме, всегда используется радиус потенциала [15]. С этой точки зрения соотношения (II.2) и (II.3) в совокупности запрещают существование связанного состояния нейтрино и нейтрона. Однако это утверждение относится только к истинно связанным состояниям. Для долгоживущих резонансов в системах со связью каналов соотношения (II.2) и (II.3) не противоречат друг другу (см. теорему Захарьева [16]).

Таким образом, снимается первое и основное замечание к теории нейтрония.

### III. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИСВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ

Покажем, что для квазистационарного состояния, образовавшегося в результате вынужденного электронного захвата<sup>1</sup>, граничное условие

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \psi_\nu(r) = 0 \quad (\text{III.1})$$

соответствует квазисвязанному состоянию квазинейтрино и квазинейтрона. Приставка “квази” означает, что речь идет о квазичастицах, а не о частицах, т.к. длительная задержка нейтрино в окружении кварков, входящих в состав нуклона, приводит к тому, что [13]:

- кварки “погружаются в нейтринную материю”;
- потенциал  $qq$ -взаимодействия “в среде” существенно отличается от пустотного, и его перенормировка приводит к уменьшению массы квазинейтрона по сравнению с массой нейтрона;
- $\nu q$ -взаимодействие приводит к “утяжелению” нейтрино в полной аналогии с физикой твердого тела (масса полярона больше массы электрона).

Рассмотрим движение квазинейтрино в центральном оптическом потенциале  $V(r)$ .

Система уравнений для радиальных ВФ квазинейтрино имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial g_k(r)}{\partial r} + \frac{1+k}{r} g_k(r) = [E - V(r) + \hat{m}_\nu(r)] f_{-k}(r) \\ \frac{\partial f_{-k}(r)}{\partial r} + \frac{1-k}{r} f_{-k}(r) = -[E - V(r) - \hat{m}_\nu(r)] g_k(r) \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

Зависимость  $\hat{m}_\nu = \hat{m}_\nu(r)$  введена для того, чтобы учесть, что масса квазинейтрино во внутринуклонной материи отлична от массы нейтрино в вакууме, причем

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \hat{m}_\nu(r) = m_\nu$$

где  $m_\nu$  - масса покоя нейтрино. Эффект перенормировки массы при превращении протона в квазинейтрон, входящий в состав нейтрона, включен в энергию связи  $E$ .

Введем вспомогательные радиальные ВФ  $w = r g_k(r)$ ,  $w_1 = r f_{-k}(r)$

$$\begin{cases} \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w - [E + \hat{m}_\nu(r) - V(r)] w_1 = 0 \\ \frac{dw_1}{dr} - \frac{k}{r} w_1 + [E - \hat{m}_\nu(r) - V(r)] w = 0 \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

Воспользуемся естественными обозначениями

$$\begin{cases} \hat{k}_\pm(r) = E - V(r) \pm \hat{m}_\nu(r) \\ \hat{k}_\nu^2(r) = \hat{k}_+(r) \cdot \hat{k}_-(r) \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

В этих обозначениях система уравнений (III.3) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w - \hat{k}_+ w_1 = 0 \\ \frac{dw_1}{dr} - \frac{k}{r} w_1 + \hat{k}_- w = 0 \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

<sup>1</sup>Захват электрона протоном, не сопровождающийся эмиссией нейтрино.

Уравнения (III.5) легко преобразуются к виду:

$$\begin{cases} \frac{d^2 w}{dr^2} - \frac{k(k+1)}{r^2} w - \hat{k}_\nu^2 w = 0 \\ \frac{d^2 w_1}{dr^2} - \frac{k(k-1)}{r^2} w_1 + \hat{k}_\nu^2 w_1 = 0 \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

В силу того, что наибольший интерес представляет качественная картина явления, ограничимся рассмотрением прямоугольной потенциальной ямы:

$$\begin{cases} V(r > r_0) = 0 \\ V(r < r_0) = -V_0 - iW_0 \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

причем  $V_0 > 0$ ,  $W_0 \geq 0$ . Мнимая часть потенциала  $V(r)$  соответствует распаду нейтрона на электрон и протон.

Оценим вклад различных механизмов образования квазистационарного состояния. Рассмотрим случай вещественного потенциала без учета перенормировки массы ( $W_0 = 0$ ,  $\hat{m}_\nu = m_n u$ , см. [17]). В этом случае из условия

$$\left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0-0} = \left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0+0} \quad (\text{III.8})$$

мы приходим к уравнению на собственные значения энергии для случая [17]

$$1 - (\alpha_\nu r_0) \cdot \text{ctg}(\alpha_\nu r_0) = \quad (\text{III.9}) \\ = \frac{m_\nu r_0 \sqrt{1 - E^2 m_\nu^{-2}} + 1}{1 + E m_\nu^{-1}} \left[ 1 + \sqrt{1 + \alpha_\nu^2 m_\nu^{-2}} \right],$$

где

$$\alpha_\nu^2 = (E + V_0)^2 - m_\nu^2 > 0 \quad (\text{III.10})$$

В монографии [17] изложены результаты анализа свойств решений уравнения (III.9) в зависимости от глубины потенциала (см., например, старые работы [18], [19]). В [17] решалась модельная задача об уровнях электрона в прямоугольной яме. Рассматриваемый нами случай отличается лишь сортом частицы, находящейся в связанном состоянии. Поэтому трудности теории в случае нейтрино точно такие же, как и в случае электрона.

Для “основного состояния”  $k = -1$  в [17] приведена зависимость энергетического спектра от глубины ямы  $V_0$  при заданном радиусе  $r_0$  (см. рис. 1).

Из рис. 1 очевидно, что состояниям непрерывного спектра соответствуют энергии  $|E| > m_\nu$  (“верхний континуум” при  $E > m_\nu$  и “нижний континуум” при  $E < m_\nu$ ). Дискретные уровни “абстрактного фермиона” (“нейтрино”) лежат в диапазоне энергий  $0 < E < m_\nu$ . Энергиям  $-m_\nu < E < 0$  соответствуют дискретные уровни “антинейтрино”. Энергия  $E = 0$  разделяет эти две ветви спектра.

В методических целях подробно изложим результаты работ [17], [18], [19].

В очень узкой глубокой яме ( $m_\nu r_0 \ll 1$ ,  $V_0 \gg |E|$ ,  $V_0 \gg m_\nu$ ), в которой имеются дискретные уровни нейтрино (реально не существующие, речь идет о

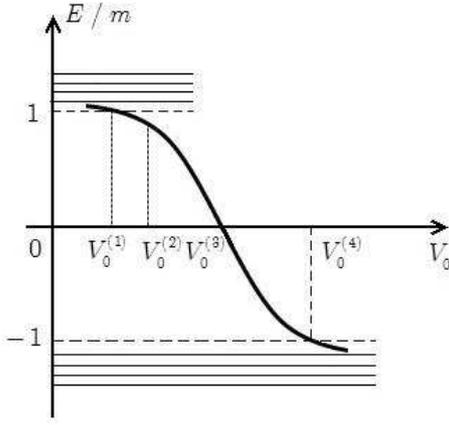


Рис. 1. Уровни энергии “абстрактного” фермиона в прямоугольной яме [17].

формальном анализе), уравнение (III.9) при  $E = m_\nu$  принимает вид:

$$\operatorname{tg}[r_0(V_0 + m_\nu)] = -2m_\nu r_0 \quad (\text{III.11})$$

Решение (III.11) очевидно:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - 3m_\nu \quad (\text{III.12})$$

То есть, при  $V_0 > \pi r_0^{-1} - 3m_\nu$  в потенциальной яме появляются связанные состояния, причем число дискретных уровней нарастает по мере углубления ямы. Первый уровень появляется при глубине потенциала  $V_0^{(1)} = \pi r_0^{-1} - 3m_\nu + 0$ , затем второй, и т.д.

При  $E = 0$  уравнение (III.9) имеет вид

$$\operatorname{tg}(r_0 V_0) = -m_\nu r_0 \quad (\text{III.13})$$

и также решается очень просто:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - m_\nu \quad (\text{III.14})$$

Наконец, при  $E = -m_\nu$

$$\operatorname{ctg}[r_0(V_0 - m_\nu)] = -\infty \quad (\text{III.15})$$

и

$$V_0 = \pi r_0^{-1} + m_\nu \quad (\text{III.16})$$

Именно при значении  $V_0 = \pi r_0^{-1} + m_\nu$  нижний уровень пересекает границу  $E = -m_\nu$ , и сливается с *нижним континуумом* (совокупность антинейтринных состояний). Это значение  $V_0$ , которое можно назвать критическим, соответствует  $\alpha_\nu r_0 = \pi$ , и равно [17]

$$V_c = m_\nu + \sqrt{m_\nu^2 + \pi^2 r_0^{-2}}. \quad (\text{III.17})$$

При  $V_0 > V_c$  корни уравнения (III.9) становятся комплексными. Физический смысл имеют только корни с отрицательной мнимой частью  $-i\gamma/2$ ,  $\gamma > 0$ , т.к. в

этом случае ВФ обращаются в нуль при  $t \rightarrow \infty$ . Наличие таких корней означает, что соответствующие им состояния являются квазистационарными со временем жизни  $\tau \sim 1/\gamma$ .

Возникновение комплексных корней связано с рождением в интенсивном ( $V_0 > V_c$ ) электрослабом поле пар нейтрино - антинейтрино [17]. Теория этого явления выходит за рамки одночастичного уравнения Дирака, но его можно описать, если привлечь представление о морских нейтрино и антинейтрино, и соответствующем “слабом” море Дирака, в котором вакуум есть совокупность состояний в нижнем континууме, полностью занятых нейтрино [17].

Если  $\hat{m}_n = m_n$ , а радиус потенциала  $V$  равен электромагнитному радиусу протона  $r_0 = 0.86fm$ , то для его глубины получается оценка  $\pi/r_0 \approx 721MeV$ .

Это означает, что для удержания нейтрино нейтроном требуется очень глубокий потенциал. Поскольку  $m_\nu < 1eV$ , а  $m_n - m_p - m_e = 782.32.keV$ , постольку глубокий потенциал спонтанно генерирует  $\nu\bar{\nu}$ -пары, что противоречит закону сохранения энергии. Именно по этой причине формирование квазистационарных квазисвязанных состояний нейтрино и нейтрона невозможно, если  $r_0 = 0.86fm$ ,  $W_0 = 0$ ,  $\hat{m}_n = m_n$  и  $\hat{m}_\nu = m_\nu$ .

Перейдем к анализу случая  $W_0 \geq 0$ ,  $\hat{m}_\nu \neq m_\nu$ ,  $\hat{m}_n \neq m_n$ ,  $r_0 \gg 0.86fm$ .

Оценим эффект перенормировки масс нейтрона и нейтрино внутри нейтринного экзотома. В этом случае значения масс и магнитных моментов нейтрона и нейтрино отличны от аналогичных пустотных значений. Именно поэтому нейтроний мы можем рассматривать, как квазисвязанное состояние квазинейтрона и квазинейтрино.

Понятие “квазичастица” было введено Л.Д. Ландау в серии работ по проблеме сверхтекучести жидкого гелия в 1941 году [20]. Основная идея, ради которой, собственно говоря, вводилось это понятие, состояла в том, чтобы в газовом приближении описывать процессы, протекающие в жидкости. В дальнейшем эта идея эксплуатировалась во многих работах по физике твердого тела, а также в атомной и ядерной физике.

Основное различие между квазичастицей и “настоящей частицей” состоит в том, что при одинаковом наборе квантовых чисел, характеризующих частицу и квазичастицу, последняя имеет конечное время жизни, и массу, отличающуюся от массы свободной частицы. В соответствии с этим предположим, что “квазинейтрон”, входящий в состав “нейтрония”, имеет массу больше, чем масса протона, но меньше, чем масса нейтрона, а масса “квазинейтрино”, напротив, больше массы нейтрино:

$$\begin{cases} m_p < \hat{m}_n < m_n \\ \hat{m}_\nu > m_\nu \end{cases} \quad (\text{III.18})$$

где  $\hat{m}_n$  - масса “квазинейтрона”,  $\hat{m}_\nu$  - масса “квазинейтрино”,  $m_p$  - масса протона, а  $m_n$  - масса нейтрона.

Если предположить, что “нейтроний” существует, и является метастабильным, то запрет на спонтанное рождение  $\nu\bar{\nu}$ -пар при нарушении стабильности электрослабого вакуума в сильных полях означает, что масса “квазинейтрино”, входящего в состав нейтрония, достаточно велика. Большая величина присоединенной массы  $\delta\hat{m}_\nu = \hat{m}_\nu - m_\nu$  обусловлена тем, что слабое взаимодействие “приклеивает” к квазисвязанному нейтрино токовые  $u$ - и  $d$ -кварки с массами порядка 2 МэВ и 5 МэВ, соответственно.

Наличие канала распада квазисвязанного состояния (т.е.,  $W_0 > 0$ ), отличие массы квазичастиц от массы “голых” частиц (т.е.  $\hat{m}_\nu \neq m_\nu$ ;  $\hat{m}_n \neq m_n$ ), а также “распухание” нейтринного экзотома (аналога ридберговских атомов в атомной физике), приводящего к гигантскому превышению электрослабых “размеров” нейтрония над электромагнитными “размерами” нуклона ( $r_N \approx 0.86 fm$ ) – такова совокупность причин, по которым картина формирования квазисвязанных состояний “квазинейтрино” и “квазинейтрона” не имеет прямых аналогов, ни в атомной, ни в ядерной физике.

Проиллюстрируем описанные выше особенности физики нейтринных экзотома на примере задачи Штурма-Лиувилля для уравнения Дирака, решением которой являются глубины оптического потенциала  $V_0$  и  $W_0$  потенциала  $V$  при заданной величине  $\varepsilon$  и  $\gamma$ .

Система уравнений (III.6) для основного состояния  $k = -1$  принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{d^2 w}{dr^2} + \hat{k}_\nu^2 w = 0 \\ \frac{d^2 w_1}{dr^2} - \frac{2}{r^2} w_1 + \hat{k}_\nu^2 w_1 = 0 \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

где

$$\hat{k}_\nu^2 = [E - V(r)]^2 - \hat{m}_\nu^2(r) \quad (\text{III.20})$$

При  $r > r_0$ ,  $\hat{m}_\nu = m_\nu$  и  $E = \varepsilon - i\gamma/2$  соотношение (III.20) принимает вид:

$$\begin{aligned} \hat{k}_\nu^2(r > r_0) &\equiv -\kappa_\nu^2 = (\varepsilon - i\gamma/2)^2 - m_\nu^2 = \\ &= \varepsilon^2 - i\gamma\varepsilon - \gamma^2/4 - m_\nu^2 \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

Условие образования квазисвязанного состояния квазинейтрино гласит:

$$Re\hat{k}_\nu^2(r > r_0) < 0 \quad (\text{III.22})$$

Для квазистационарных состояний  $\gamma > 0$ . Поэтому энергия  $\varepsilon$  лежит в интервале

$$-\sqrt{m_\nu^2 + \gamma^2/4} < \varepsilon < 0. \quad (\text{III.23})$$

К этому следует добавить, что в приближении  $\gamma \ll |\varepsilon| < m_\nu$  (III.21) принимает вид

$$\kappa_\nu^2 \approx m_\nu^2 - \varepsilon^2 + i\gamma\varepsilon, \quad (\text{III.24})$$

Откуда следует, что

$$\kappa_\nu \approx (m_\nu^2 - \varepsilon^2)^{1/2} + i\varepsilon(\gamma/2)(m_\nu^2 - \varepsilon^2)^{-1/2} \quad (\text{III.25})$$

При  $r < r_0$ , т.е. внутри потенциальной ямы,

$$\hat{k}_\nu^2 \equiv K_\nu^2 = (\varepsilon - i\gamma/2 + V_0 + iW_0)^2 - \hat{m}_\nu^2 \quad (\text{III.26})$$

причем

$$\begin{cases} Re\hat{k}_\nu^2 \equiv K_{1\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)^2 - (W - \gamma/2)^2 - \hat{m}_\nu^2 > 0 \\ Im\hat{k}_\nu^2 \equiv K_{2\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)(W - \gamma/2) \gtrsim 0 \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

Решение первого уравнения системы (III.6) имеет вид:

$$w(r) = \begin{cases} A \cdot \sin K_\nu r & r < r_0 \\ B \cdot \exp(-\kappa_\nu r) & r > r_0 \end{cases} \quad (\text{III.28})$$

Из (III.5) следует, что

$$w_1 = \hat{k}_+^{-1} \cdot \left[ \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w \right] \quad (\text{III.29})$$

Очевидно, что при  $r > r_0$  ВФ  $w_1$  имеет экспоненциально убывающую асимптотику. При  $r \rightarrow 0$  ВФ  $w_1$  не имеет особенностей. Более того, простая подстановка показывает, что

$$w_1 = A\hat{k}_+^{-1} \cdot \left[ K_\nu \cos K_\nu r - \frac{\sin K_\nu r}{r} \right]_{r=+0} = 0, \quad (\text{III.30})$$

так как мы рассматриваем только основное состояние ( $k = -1$ ).

Функция  $w_1$  непрерывна, поскольку ВФ  $w$  является гладкой. Разрыв производной ВФ  $w_1$  в точке  $r = r_0$  в контексте рассматриваемой задачи не является существенным, так как не влияет на качественные результаты и вытекающие из них выводы.

Условие непрерывности логарифмической производной ВФ  $w$  в точке  $r = r_0$  приводит к уравнению

$$K_\nu r_0 \cdot \text{ctg } K_\nu r_0 = -\kappa_\nu r_0 \quad (\text{III.31})$$

Корни уравнения (III.31) найдем по теории возмущений. Для этого положим  $\kappa_\nu = -0$ . В этом приближении уравнение (III.31) принимает вид:

$$\text{ctg } K_\nu r_0 = -0 \quad (\text{III.32})$$

Очевидно, что уравнение (III.32) имеет корень

$$K_\nu r_0 = 3\pi/2 \quad (\text{III.33})$$

В нулевом приближении  $V_0 \gg W_0, \hat{m}_\nu, \varepsilon, \gamma$  соотношение (III.33) упрощается:

$$V_0 r_0 = 3\pi/2 \quad (\text{III.34})$$

Следовательно, учет перенормировки массы нейтрино в нейтронии приводит к тому, что квазисвязанные состояния появляются в потенциальной яме не при  $V_0 r_0 = \pi - 3\hat{m}_\nu r_0$ , а при  $V_0 r_0 = 3\pi/2$ . Но при  $V_0 r_0 = \pi + \hat{m}_\nu r_0$  (т.е., при  $\hat{m}_\nu r_0 = \pi/2$ ) стартует процесс спонтанного рождения конфайнмированных квазичастичных  $\hat{\nu}\bar{\nu}$ -пар, так как глубины потенциала для этого хватает.

В тоже время, граничное условие (III.1) гарантирует невылетание нейтрино, т.к. масса квазинейтрона почти на 1 МэВ меньше массы нейтрона.

Из (III.34) следует, что реакция экзотического электронного захвата, отличающаяся от обычного электронного захвата невылетанием нейтрино, сопровождается рождением глюонов, тормозное излучение которых представляет собой множество  $q\bar{q}$ - и  $\nu\bar{\nu}$ -пар в объеме нейтрона. Так образуется ультрахолодная кварк-глюонная плазма.

Оценки глубины потенциала  $V_0$  на основе стандартной модели электрослабого взаимодействия показывают, что  $V_0 < 10\text{keV}$ . Энергия  $1\text{GeV} \approx 5\text{fm}^{-1}$  (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ ). В соответствии с этим

$$r_0^{min} \sim 10^5 \text{fm} = 1\text{\AA} \quad (\text{III.35})$$

откуда следует, что “размеры” нейтрона соизмеримы с боровским радиусом.

Значение  $V_0 \sim 10\text{keV}$  представляет собой предельную верхнюю оценку глубины оптического потенциала, в котором движется квазинейтрино. Реалистичное значение  $V_0$  несколько меньше, поэтому эффективный радиус нейтрона равен примерно

$$r_0 \sim 3\text{\AA} \quad (\text{III.36})$$

В этом случае масса  $\hat{m}_\nu \lesssim 5 \cdot 10^{-6} \text{fm}^{-1} \approx 1\text{keV}$ , и квазинейтрино с массой  $\hat{m}_\nu \gg m_\nu$ , квазисвязанное в объеме, ограниченном сферой радиуса  $r_0 \sim 3\text{\AA}$ , с приемлемой степенью точности можно считать нерелятивистской частицей, т.к. потенциал взаимодействия квазинейтрона с квазинейтрино “привязан” к системе отсчета наблюдателя.

Перейдем к оценке мнимой части потенциала  $W_0$ . Условие возникновения стоячей волны “квазинейтрино в квазинейтроне” можно сформулировать в виде

$$K_{2\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)(W_0 - \gamma/2) = 0 \quad (\text{III.37})$$

Физическая интерпретация условия (III.37) тривиальна. Поглощение квазинейтрино *внутри* квазинейтрона невозможно. Затухание (распад) электрослабого экзотического резонанса сопровождается вылетом электрона с одновременным превращением квазинейтрона в протон, причем этот переход происходит на радиусе канала.

Из (III.37) следует, что в рамках принятых приближений

$$W_0 = \gamma/2 \quad (\text{III.38})$$

Микроскопическая оценка постоянной распада нейтрона  $\gamma \approx 1.6 \cdot 10^{-11} \text{eV}$  [8]. В этом случае мы приходим к численной оценке  $W_0 \approx 0.8 \cdot 10^{-11} \text{eV}$ .

Массу нейтрона  $m_{n_\nu} = m_p + m_e + U_{n_\nu}$  невозможно рассчитать, исходя из первых принципов физики. Однако результаты экспериментов [21] позволяют оценить по порядку величины значение внутренней энергии нейтрона  $U_{n_\nu} \sim 10\text{eV}$ .

Все сказанное демонстрирует тот факт, что “оптическая модель квазисвязанного состояния квазинейтрино в квазинейтроне” является внутренне непротиворечивой, и поясняет причину возникновения ультрахолодной кварк-глюонной плазмы в нейтринных экзотомах, хотя сама модель слишком груба для количественного описания реальных процессов. В тоже время, ясное понимание различия между связанным и квазисвязанным состояниями позволяет ставить правильное граничное условие для ВФ “нейтрино в квазинейтроне” (т.е., ноль на бесконечности), не вступая в противоречие с соотношением неопределенностей Гейзенберга.

Перейдем к микроскопическому обоснованию релятивистской оптической модели.

#### IV. НЕЙТРОН И НЕЙТРОНИЙ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КХД И СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

##### A. Рождение, жизнь и распад электрослабых резонансов

Сопоставим свойства нейтрона и нейтрона, рассматривая их как электрослабые резонансы в сечении  $ep$ -рассеяния. Для этого проанализируем механизмы возбуждения этих резонансов при  $ep$ -соударениях с точки зрения изменения кваркового состава нуклона в результате обмена калибровочным бозоном.

Диаграммы на рис. 2а, 2б иллюстрируют различия между процессами рождения нейтрона и нейтрона.

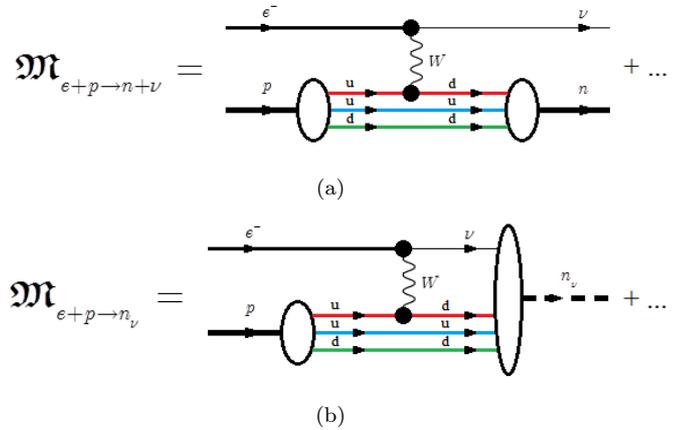


Рис. 2. а - Реакция электро рождения нейтрона, б - Реакция электро рождения нейтрона.

Отличие диаграммы 2а от аналогичной диаграммы 2б сводится к тому, что в первом случае состояния нейтрино принадлежат непрерывному спектру, а во втором случае возбуждается узкий резонанс, фактически являющийся состоянием дискретного спектра. При этом лептонное квантовое число нейтрона равно  $L_e = 1$ .

Диаграммы на рис. 3а, 3б иллюстрируют различия между процессами распада нейтрона и нейтрона.

Основное отличие диаграммы 3а от диаграммы 3б состоит в том, что в первом случае неэкзотический

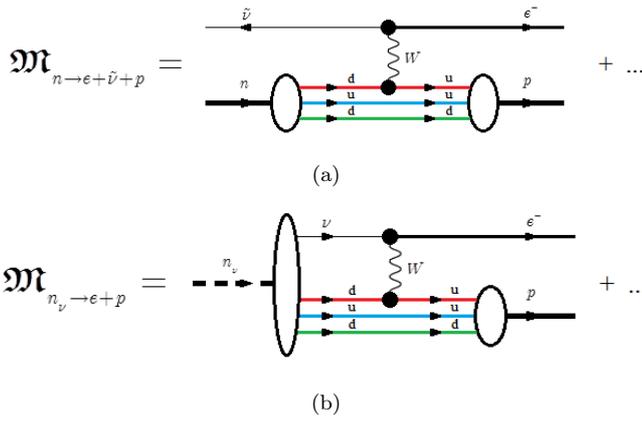


Рис. 3. а - Распад нейтрона, б - Распад нейтрония.

электрослабый резонанс распадается по каналу  $1 \rightarrow 3$ , а во втором случае разрешена только двухчастичная мода распада экзотического электрослабого резонанса.

Диаграммы на рис. 4а, 4б иллюстрируют различия между статусом нейтрона и нейтрония, как электрослабых резонансов в сечении  $ep$ -рассеяния.

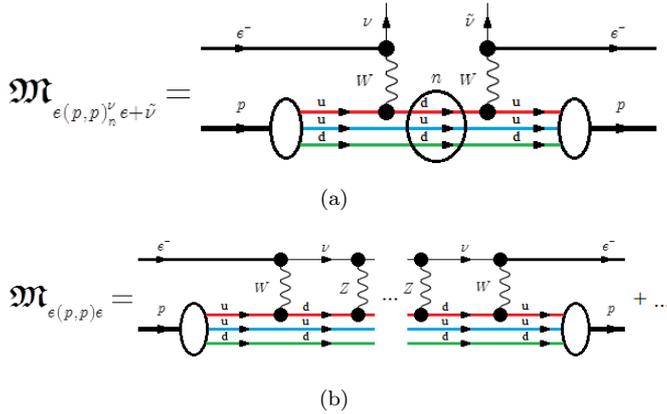


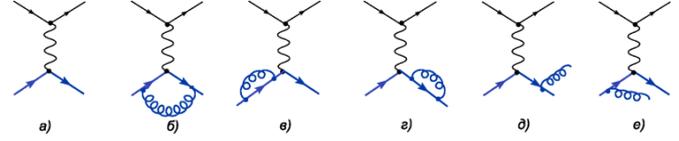
Рис. 4. а - Электрослабый резонанс нейтрон, б - Электрослабый резонанс нейтроний.

Сопоставление диаграмм 4а и 4б позволяет сделать фундаментальный вывод: упругое  $ep$ -рассеяние с возбуждением экзотического электрослабого резонанса “нейтроний” обусловлено *неупругим*  $ep$ -рассеянием, сопровождающимся переходом кварков  $u \rightarrow d$ . В результате масса нейтрония почти на  $1 \text{ MeV}$  меньше массы нейтрона, а для удержания нейтрино в квазисвязанном состоянии достаточно мелкого оптического потенциала с экстремально большим эффективным радиусом ( $V_{\nu_n} \sim 3 \text{ keV}$ ,  $r_{\nu_n}^{eff} \sim 3 \text{ \AA}$ ). Именно этим эффектом обусловлены специфические особенности физики экзотических электрослабых резонансов, не имеющие прямых аналогов ни в одном из разделов физики элементарных частиц и атомного ядра.

Перейдем к рассмотрению экзотического резонансно-го  $u \rightarrow d$ -перехода.

### В. Экзотический резонанс в сечении электрон-кваркового рассеяния

Рассмотрим процесс рассеяния электрона на кварке с точки зрения стандартной модели и КХД. В области высоких энергий основной вклад в исследуемый процесс дают диаграммы, представленные на рис. 5.

Рис. 5. Процесс рассеяния электрона на кварке в первом порядке по  $\alpha_s$ : а) - борновская диаграмма, б)-г) - поправки за счёт виртуальных глюонов, д)-е) - поправки за счёт реальных глюонов [22].

Если при вычислении радиационных поправок использовать размерную регуляризацию, то диаграмме а) в борновском приближении соответствует дифференциальное сечение

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2 - \varepsilon t^2}{t^2}\right) \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^\varepsilon \quad (\text{IV.1})$$

где  $s$ ,  $t$  и  $u$  - переменные Мандельштама, а  $\varepsilon \rightarrow +0$ . Диаграммы б) - г) дают вклад [22]

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{virt} = \left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} \left[1 - 2C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^\varepsilon \left(\frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8\right)\right] \quad (\text{IV.2})$$

где  $t = -(s/2) \cdot (1 - \cos\theta)$ ,  $u = -(s/2) \cdot (1 + \cos\theta)$ , а  $\theta$  - угол на который рассеивается электрон, причем в приближении безмассовых кварков

$$x \equiv \cos\theta = 1 + 2t/s \quad (\text{IV.3})$$

Диаграммы д) - е) учитывают возможность испускания реального глюона. Вклад этих диаграмм дают соотношения (IV.4), (IV.5).

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{real} = \left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} \left[2C_F \frac{\alpha_s}{4\pi} \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^\varepsilon \left(\frac{2}{\varepsilon^2} + \frac{3}{\varepsilon} + 8\right)\right] + C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^\varepsilon \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^\varepsilon \left(\frac{f_1}{\varepsilon} + f_2\right) \quad (\text{IV.4})$$

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{split} = C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^\varepsilon \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^\varepsilon \left(-\frac{f_1}{\varepsilon} + f_3\right) \quad (\text{IV.5})$$

Суммируя сечения (IV.2), (IV.4) и (IV.5), получаем [22]

$$-\frac{d\sigma}{dt} = -\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha^2 \alpha_s}{s^2} \left(\frac{\mu^2}{s}\right)^\varepsilon \left(\frac{\mu^2}{-t}\right)^\varepsilon (f_2 + f_3) \quad (\text{IV.6})$$

Вывод формул (IV.1) - (IV.6) приведен в [22]. Сумма функций  $f_2$  и  $f_3$  имеет вид [22]

$$f_2(x) + f_3(x) = -\frac{1}{2(1-x)^2(1+x)^2} \left[ 2(1-x)(x^3 + (IV.7) \right. \\ \left. + 5x^2 - 3x + 5) \log^2[(1-x)/2] + (1-x)(7x^3 + \right. \\ \left. + 19x^2 - 55x - 287) \log[(1-x)/2] - 2(1-x) \cdot \right. \\ \left. \cdot (1+x)(3x^2 + 21x + 2) \right]$$

Подчеркнем, что соотношения (IV.1) - (IV.7) получены в приближении безмассовых кварков.

В пределе  $\varepsilon = +0$  соотношение (IV.5) принимает вид

$$-\frac{d\sigma}{dt} = -\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{s^2} (f_2 + f_3) \quad (IV.8)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{-dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha_w^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2}\right) \quad (IV.9)$$

В случае квазиупругого рассеяния электрона на кварке  $t < 0$ , и резонансы в сечении (IV.9) отсутствуют. Рассмотрим реакцию, отличающуюся от квазиупругого  $eq$ - рассеяния только тем, что происходит обмен не нейтральным  $Z^0$ - бозоном, а заряженным  $W$ - бозоном. Этой реакции соответствуют диаграммы, представленные на рис. 6.

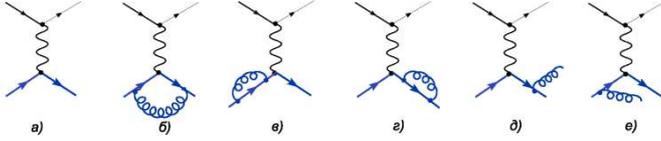


Рис. 6. Реакция  $e^- + u \rightarrow \nu_e + d$  в первом порядке по  $\alpha_s$  а) - борновская диаграмма, б)-г) - поправки за счёт виртуальных глюонов, д)-е) - поправки за счёт реальных глюонов.

В приближении высоких энергий, безмассовых кварков и равенства масс заряженных и нейтральных калибровочных бозонов диаграммам на рис. 6 соответствует сечение

$$-\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt} \approx -\left(\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt}\right)_{Born} + C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{s^2} (f_2 + f_3) \quad (IV.10)$$

где

$$-\left(\frac{d\sigma_{u(e,\nu)d}}{dt}\right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha_w^2}{s^2} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2}\right) \quad (IV.11)$$

Слагаемое, пропорциональное  $\alpha_s$ , для безмассовых кварков имеет особенность при  $t \rightarrow -0$ , т.к.  $x \rightarrow 1$  и  $f_2 \rightarrow \infty$ ,  $f_3 \rightarrow \infty$ . Однако в силу малости мандельштамовской переменной  $s$  его роль далее будет рассмотрена отдельно. А вот борновское сечение реакции  $u(e, \nu_e)d$  ведет себя совершенно необычным образом. Покажем это.

Вначале заметим, что при  $t \rightarrow -0$  сечение (IV.11) имеет форму брейт-вигнеровского резонанса при выполнении условия  $\vec{p}_e \approx -\vec{p}_u$  и  $p_d \rightarrow 0$ . В этом случае

$p_n u \sim p_d$ ,  $u \approx m_e^2$ , нейтрино “размазано” по объему нейтрония, и, как следствие, справедливо неравенство

$$u^2 \ll s^2 \quad (IV.12)$$

Сечение (IV.11) является аналитической функцией переменных Мандельштама, и его аналитическое продолжение в область низких энергий является законным.

Переменная  $\theta$  лежит в пределах  $0 \leq \theta \leq \pi$  (пределы интегрирования ограничены условием  $t < 0$ ). Из этого следует, что с точностью до вклада слагаемого  $u^2/s^2$

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{Born} \approx 2\pi\alpha_w^2 (1+m_e^4/s^2) \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \approx 2\pi\alpha_w^2 \left[ \frac{1}{t_{min}} - \frac{1}{t_{max}} \right] \quad (IV.13)$$

Всюду далее необходимо учитывать массу кварков. Переменная Мандельштама  $t$  равна

$$t = (E_e - E_d)^2 - (\vec{p}_e - \vec{p}_d)^2 = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d + 2\vec{p}_e \vec{p}_d \quad (IV.14)$$

Из (IV.14) следует, что в рамках точности принятых приближений

$$t_{max} = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d + 2\vec{p}_e \vec{p}_d; \quad (IV.15) \\ t_{min} = m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d - 2\vec{p}_e \vec{p}_d;$$

Если  $2E_e > m_d$ , то при  $p_d \rightarrow 0$  выполняются неравенства  $t_{max}, t_{min} < 0$ . Поэтому сечение

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{Born} \approx \frac{8\pi\alpha_w^2 p_e p_d}{(m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d)^2 - 4p_e^2 p_d^2} > 0 \quad (IV.16)$$

не содержит особенностей.

Рассмотрим знаменатель выражения (IV.16) в приближении  $E_d \approx m_d, m_d^2 \gg m_e^2$ :

$$(m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d)^2 - 4p_e^2 p_d^2 \approx (IV.17) \\ \approx m_d^4 - 4E_e E_d m_d^2 + 4m_e^2 m_d^2 + 4p_e^2 m_d^2 + 4m_e^2 p_d^2$$

При  $\vec{p}_e \approx -\vec{p}_u$  импульс  $d$ -кварка мал,  $E_d \approx m_d$ , и (IV.17) можно представить в виде

$$(m_e^2 + m_d^2 - 2E_e E_d)^2 - 4p_e^2 p_d^2 = (IV.18) \\ = m_d^2 (2E_e - m_d^2)^2 + 4m_e^2 p_d^2$$

поэтому при малых  $p_d$  в сечение реакции  $u(e, \nu)d$  в борновском приближении имеет вид

$$\sigma_{u(e,\nu)d}^{Born} \approx \frac{2\pi\alpha_w^2}{m_d^2} \cdot \frac{p_e p_d}{(E_e - m_d/2)^2 + \gamma^2/4} \quad (IV.19)$$

где  $\gamma^2 \approx 16m_e^2 m_d^{-2} p_d^2$ , причем  $E_e^2 = m_e^2 + p_e^2$ . Резонанс (IV.19) имеет брейт-вигнеровскую форму, однако вклад борновского члена в полное сечение электро рождения нейтрония относительно невелик (см. ниже).

Рассмотрим вклад процессов с рождением реального глюона в сечение (IV.10). Учтем, что  $|t| \ll s$ . В этом приближении соотношение (IV.7) принимает вид

$$f_2(t) + f_3(t) \approx \frac{s}{16t} \left[ \log^2(-t/s) - 19.75 \log(-t/s) - 6.5 \right] \quad (IV.20)$$

Рассмотрим радиационную поправку к борновскому приближению в сечении (IV.10)

$$\Delta\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{s^2} \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{sdt}{16t} \cdot \left[ \log^2(-t/s) - 19.75 \log(-t/s) - 6.5 \right] \quad (IV.21)$$

Из (IV.21) следует, что

$$\Delta\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{16s} \left[ (1/3) \log^3(-t/s) - 9.875 \log^2(-t/s)/2 - 6.5 \log(-t/s) \right]_{t_{min}}^{t_{max}} \quad (IV.22)$$

Зависимость радиационной поправки от энергии представляет интерес только в окрестности  $t \rightarrow -0$ . Рассмотрим поведение  $\log(-t/s)$  в окрестности этой особенности при условии  $2E_e m_d > m_e^2 + m_d^2$ ;  $m_d^2 \approx m_e^2$

$$\begin{cases} \log(-t_{max}/s) \approx \log[(2E_e m_d - m_d^2)/s - 2p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1}] \\ \log(-t_{min}/s) \approx \log[(2E_e m_d - m_d^2)/s + 2p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1}] \end{cases} \quad T_e + m_e + T_p + m_p + U_{ep} = E_{ep} \quad (IV.23)$$

Рассмотрим каждое слагаемое в (IV.22) в линейном по  $p_d$  приближении. Получим

$$\begin{cases} \log(-\frac{t}{s})_{t_{min}}^{t_{max}} \approx -4p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \\ \log^2(-\frac{t}{s})_{t_{min}}^{t_{max}} \approx -8p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \log\left[\frac{2E_e m_d - m_d^2}{s}\right] \\ \log^3(-\frac{t}{s})_{t_{min}}^{t_{max}} \approx -12p_e p_d (2E_e m_d - m_d^2)^{-1} \log^2\left[\frac{2E_e m_d - m_d^2}{s}\right] \end{cases} \quad (IV.24)$$

Подставляя (IV.24) в (IV.22), получаем

$$\Delta\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} \approx C_F \frac{\alpha_w^2 \alpha_s}{16s} \frac{p_e p_d}{E_{eff}^2} \left[ -4 \log^2(E_{eff}^2/s) + 79 \log(E_{eff}^2/s) + 26 \right] \quad (IV.25)$$

где  $E_{eff}^2 = 2E_e m_d - m_d^2$ ,  $p_d \approx \gamma m_d m_e^{-1}/4$ .

Глубокая непертурбативность задачи носит принципиальный характер, и приводит к парадоксальным результатам. Например, при  $eq$ -рассеянии поправка  $\Delta\sigma_{u(e,\nu)d}^{tot} < 0$ , так как в области высоких энергий сумма факторов

$$(f_2 + f_3) < 0 \quad (IV.26)$$

при любых значениях угла рассеяния [22].

В области сверхнизких энергий первые два слагаемых в (IV.25) отрицательны и велики, и неравенство (IV.26) остается в силе, но при этом аналитическое продолжение бегущей константы связи  $\alpha_s$  в область малых значений мандельштамовской переменной  $s$  приводит к неожиданному результату. Покажем это.

Согласно [23]

$$\alpha_s(s) = \frac{2\pi}{b_0 \ln(s^{1/2}/\Lambda)} \quad (IV.27)$$

где  $b_0 = 11 - (2/3)n_f$ . Поэтому при  $n_f = 3$  параметр  $b_0 = 9$ .

Квантовая хромодинамика дает разумное описание экспериментальных данных при условии, что  $\Lambda \approx 200 \text{ MeV}$ , а  $\alpha_s(1 \text{ GeV}^2) \approx 0.4$ .

Теоретическое значение  $\alpha_s$ , рассчитанное на основе соотношения (IV.27), при энергиях порядка  $s \sim 1 \text{ GeV}^2$ , равно

$$\alpha_s(s) \approx 0.43 \quad (IV.28)$$

Этот факт свидетельствует о хорошем согласии КХД с результатами эксперимента [23].

Для того чтобы объяснить природу парадоксальных экспериментальных данных по ядерным реакциям в области сверхнизких энергий, рассмотрим задачу о взаимодействии электрона с протоном. Будем считать, что энергия электрона положительна и очень мала, а его положение локализовано в окрестности первой борновской орбиты. В рамках используемых приближений закон сохранения энергии для замкнутой системы "электрон плюс протон" с учетом кулоновского взаимодействия имеет вид:

$$T_e + m_e + T_p + m_p + U_{ep} = E_{ep} \quad (IV.29)$$

Учитывая сильное неравенство

$$T_p \ll T_e \ll m_e \ll m_p \quad (IV.30)$$

представим соотношение (IV.29) в виде

$$E_{ep} \approx m_e + m_p + U_{nv} \quad (IV.31)$$

Из (IV.29) - (IV.31) следует, что

$$T_e \approx U_{nv} - U_{ep} \quad (IV.32)$$

Согласно предварительным оценкам  $U_{nv} \sim 10 \text{ eV}$ . Поэтому при подлете к протону на расстояние, равное его электромагнитному радиусу ( $r_N \approx 0.86 \text{ fm}$ ), электрон имеет кинетическую энергию

$$T_e \approx U_{nv} + e^2 a_B^{-1} (a_B/r_N - 1) \approx 1.67 \cdot 10^6 \text{ eV} \quad (IV.33)$$

причем вклад  $U_{nv}$  ничтожно мал по сравнению кинетической энергией, приобретенной электроном в результате ускорения в кулоновском поле протона.

В результате при рассмотрении задачи о  $eq$ -взаимодействии в области низких энергий необходимо учитывать кулоновское ускорение электрона, и считать, что

$$E_e \approx 2.181 \text{ MeV} \quad (IV.34)$$

В этом случае мандельштамовская переменная  $s$  равна

$$s = (p_e + p_d)^2 \approx (E_e + m_d)^2 \quad (\text{IV.35})$$

В (IV.35) мы учли, что в рамках решаемой задачи  $\vec{p}_e \approx -\vec{p}_d$ . Согласно [24]

$$\begin{cases} m_u = 2.25 \pm 0.75 \text{ MeV} \\ m_d = 5.00 \pm 2.00 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{IV.36})$$

Из (IV.36) следует, что

$$s^{1/2} \approx 4.431 \text{ MeV} \approx 2E_e \sim m_d \quad (\text{IV.37})$$

Дополнительно отметим, что при подлете к протону электрон имеет скорость

$$v = \sqrt{1 - (m_e/E_e)^2} \approx 0.972 \quad (\text{IV.38})$$

В рассматриваемой области сверхнизких энергий число кварковых ароматов, принимающих участие в экзотических реакциях, минимально. Подставим (IV.37) в (IV.27) с учетом того, что минимальное значение  $n_f = 2$ . В этом случае  $b_0 \approx 9.67$ , и мы получаем

$$\alpha_s(s) \approx -0.17 \quad (\text{IV.39})$$

Самое забавное состоит в том, что при столь малой абсолютной величине константы связи теория возмущений вполне работоспособна, а вот ее знак стал “аномальным”. Однако этот результат хорошо укладывается в логику аналитического продолжения теории.

Возвращаясь к (IV.25) мы приходим к тому, что при выполнении неравенств  $\alpha_s < 0$  и  $2E_e m_d > m_d^2$  радиационные поправки к сечению  $eq$ -рассеяния, связанные с рождением глюонов, становятся положительными.

В целях уточнения логики построения теории восстановим лоренц-инвариантность сечения (IV.25) и его аналитичность, выразив величины  $E_{eff}^2$ ,  $p_e$  и  $p_d$  через переменную  $s$ .

$$\begin{cases} E_{eff}^2 \approx (s^{1/2} - m_d)^2 \\ p_d \approx \gamma m_d / (4m_e) \\ p_e \approx (s/4 - m_e^2)^{1/2} \end{cases} \quad (\text{IV.40})$$

В результате сечение реакции  $u(e, \nu_e)d$  приобретает вид

$$\sigma_{u(e, \nu)d}^{tot} \approx \frac{\alpha_w^2 \gamma}{m_e \Delta s_d} \left\{ 4\pi + C_F \frac{\alpha_s}{32} \left[ -\log^2 \left( \frac{\Delta s_d}{m_d^2} \right) + \frac{79}{4} \log \left( \frac{\Delta s_d}{m_d^2} \right) + \frac{13}{2} \right] \right\} \quad (\text{IV.41})$$

где  $\Delta s_d = E_{eff}^2 + \gamma^2$ . В (IV.41) мы учли, что в результате реакции  $u(e, \nu_e)d$  образовалось квазистационарное состояние с шириной  $\gamma$ . При  $\Delta s_d \rightarrow \gamma^2 \sim +0$  вклад реакции  $u(e, \nu_e)d$  в сечение упругого  $ep$ -рассеяния велик, и может быть обнаружен экспериментально.

В заключение отметим, что условие невылетания нейтрино в рассматриваемой области энергий имеет

вид  $\vec{p}_\nu \approx 0$ , а разность импульсов нейтрино и “новорожденного”  $d$ -кварка мала, поскольку его импульс  $p_d$  мал в силу резонансного характера реакции  $u(e, \nu_e)d$ . Поэтому большую часть импульса, внесенного электроном в протон, уносит глюон. Это следует из пертурбативности КХД при  $|\alpha_s(s)| \approx 0.17$ , и обусловленной этим фактом возможности проведения расчетов в первом порядке теории возмущений по  $\alpha_s(s)$ . Однако в отличие от привычной ситуации, когда лидирующая диаграмма соответствует первому борновскому приближению, в рассматриваемом случае основной вклад в сечение реакции  $u(e, \nu_e)d$  дает радиационная поправка. Поясним это численным примером.

Характерная ширина резонанса “нейтроний” составляет примерно  $\gamma_{n_\nu} \sim 10^{-11} eV$ . Это значение логично использовать для численной оценки относительного вклада радиационной поправки. Полагая  $C_F = 4/3$  и считая  $\gamma \sim \gamma_{n_\nu}$ , получаем отношение борновского сечения к радиационной поправке порядка  $4\pi : 266 \sim 0.05$ . Этот результат был заранее очевиден, т.к. при малых импульсах “новорожденных” нейтрино и  $d$ -кварка основную долю импульса отдачи уносит глюон.

Описанные выше особенности реакции  $u(e, \nu_e)d$  позволяют в деталях восстановить динамическую картину образования нейтрония, и установить его наиболее характерные свойства, принципиально отличные от ранее известных свойств элементарных частиц, ядер и атомов.

Смена знака у константы связи соответствует качественному изменению характера  $qq$ -взаимодействия: потенциал  $V_{qq} \approx -\alpha_s(s)/r + \kappa_r$  становится отталкивательным. В итоге все входящие в состав экзотического электрослабого резонанса кварки начинают разлетаться с растущим ускорением. Переменная Мандельштама  $s$  при этом быстро возрастает. Однако в области сверхнизких энергий, в отличие от области высоких энергий, рост величины  $s$ , обусловленный  $qq$ -соударениями, приводит к увеличению бегущей константы связи по абсолютной величине, причем  $|\alpha_s(s)| \rightarrow \infty$  при  $s^{1/2} \rightarrow \Lambda$ . Разгон кварков в мощном отталкивательном  $qq$ -потенциале приводит к “разбуханию” нейтрония до “размеров”, соизмеримых с борновским радиусом.

“Проскок” особую точку  $s_p^{1/2} = \Lambda - i\gamma/2$  за счет конечного времени жизни экзотического резонанса ( $\tau_d = 1/\gamma$ ), кварки начинают тормозиться мощными силами притяжения, и испускать тормозные глюоны, аннигилирующие в  $q\bar{q}$ - и  $\nu\bar{\nu}$ -пары. В результате перечисленных выше процессов внутри нейтрония рождаются струи виртуальных мезонов, и огромный объем экзотического электрослабого резонанса заполняется ультрахолодной кварк-глюонной плазмой, “разбавленной”  $\nu\bar{\nu}$ -парами.

Приведенные выше микроскопические оценки позволяют нарисовать качественную картину рождения экзотических электрослабых резонансов и обосновать корректность оценок, полученных в процессе анализа оптической модели образования квазисвязанного состояния нейтрино и квазинейтрона.

К сожалению, глубокая непертурбативность КХД

в области низких энергий делает невозможным прямой расчет сечений рождения и вероятностей распадов экзотических электрослабых резонансов на основе первых принципов физики.

#### V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Построена и идентифицирована релятивистская оптическая модель квазисвязанного состояния нейтрино в квазинейтроне.

2. Дано микроскопическое обоснование оптической модели квазиконфайнмента нейтрино в нуклонах.

3. Показано, что условием образования нейтрона является остановка нейтрино внутри нуклона с одновременным переходом  $u$ -кварка в  $d$ -кварк.

4. Продемонстрировано, что разность масс токовых  $d$ -кварка и  $u$ -кварка с огромной степенью точности равна  $m_d - m_u \approx 2.181 \text{ MeV}$ .

5. Установлено, что нейтроний рождается в результате работы природного “ускорителя на встречных пучках”, в котором импульсы сталкивающегося электрона и  $u$ -кварка равны по величине и противоположны по знаку.

6. Доказано, что слабое взаимодействие может приводить к временной нейтрализации заряда протона, и служить катализатором ядерных реакций при низких энергиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ратис Ю.Л. *Управляемый “термояд” или холодный синтез? Драма идей*. Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009. 92 с.
- [2] Ratis Yu.L. Neutrino-bound di-neutrons as an exotic metastable atom <http://es.arxiv.org/abs/0909.5561>.
- [3] Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear synthesis reactions in cold hydrogen. *The Old and New Concepts of Physics*, VI(4):525, 2009. [http://www.conceptsofphysics.net/VI\\_4/525.pdf](http://www.conceptsofphysics.net/VI_4/525.pdf).
- [4] Ратис Ю.Л. Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде. *Прикладная физика*, 21(1):21–30, 2010.
- [5] Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear fusion in cold hydrogen. Proceedings of the LXII International Conference NUCLEUS-2012, Voronezh-2012. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2012), p.62.
- [6] 2013. p.69 An exotic long-living particle ‘neutroneum’. Abstracts of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR.
- [7] Ратис Ю.Л. О возможности существования долгоживущего экзотома “нейтроний”. *Журнал формирующихся направлений науки*, 1(2):27–44, 2013. <http://www.unconv-science.org/n2/>.
- [8] Ratis Yu.L. An exotic long-living particle ‘neutroneum’. Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.73-84.
- [9] Ratis Yu.L. Method of the ‘dineutroneum’ existence confirmation. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.75.
- [10] Ratis Yu.L. Experimental confirmation of the existence of the neutron-like exoatom YneutroneumY. *Инженерная физика*, (11):8–17, 2014.
- [11] Ратис Ю.Л. Квазиконфайнмент нейтрино как результат поляризации вакуума. *Журнал формирующихся направлений науки*, 3(10):134–136, 2015. <http://www.unconv-science.org/n10/>.
- [12] Ратис Ю.Л. Физика экзотических электрослабых процессов и экзоядерных реакций. Тезисы докладов XIV международной конференции “Безопасность АЭС и подготовка кадров”, Обнинск, ИАТЭ НИЯУ МИФИ, 2015, с.158-159.
- [13] Ратис Ю.Л. Реакция образования нейтрона и динейтрона в конденсированных средах. Аннотации докладов Научной сессии Научно-исследовательского ядерного университета МИФИ-2015, Москва, 3-4 февраля 2015.
- [14] Ratis Yu.L. On the exotic underthreshold photonuclear reactions. Poster report. Program of the XXIV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2016. p.18.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики. т.3*. Наука, Москва, 1989. 768 с.
- [16] Жигунов В.П., Захарьев Б.Н. *Методы сильной связи каналов в квантовой теории рассеяния*. Атомиздат, Москва, 1974. 224 с.
- [17] Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика*. Наука, Москва, 1981. 428 с.
- [18] Ахиезер А.И., Половин Р.В. *ДАН СССР*, 90:55, 1953.
- [19] Redhead M. *Proc. Roy. Soc.*, A220:219, 1953.
- [20] Ландау Л.Д. Теория сверхтекучести гелия II. *ЖЭТФ*, (11):5, 1941.
- [21] Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение “странного” излучения и трансформация химических элементов. *Прикладная физика*, (4):83–100, 2000.
- [22] Казаков Д.И. Радиационные поправки, расходимости, регуляризация, ренормировка, ренормгруппа и все такое в примерах в квантовой теории поля. Курс лекций. ЛТФ ОИЯИ. 2008. 93 с.
- [23] Пескин М.Е., Шрёдер Д.В. *Введение в квантовую теорию поля*. НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, Ижевск, 2001. 784 с.
- [24] Amsler C. et al. (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. *Phys. Lett.*, B667(1):83–100, 2008.