

## ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНЫХ ФЕРМИ-СИСТЕМАХ И ЭФФЕКТ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

О.Ю. Хецелиус, д.ф.-м.н., проф.

Одесский государственный экологический университет,  
ул. Львовская, 15, 65016, Одесса, Украина, okhetsel@gmail.com

Изложены элементы относительно нового, прецизионного теоретического подхода к описанию сверхтонких и слабых взаимодействий в тяжелых Ферми-системах, который базируется на формализме новой комбинированной релятивистской ядерной и КЭД теории возмущений с прецизионным учетом радиационных и корреляционных эффектов. Выполнен анализ количественно зависящих от ядерного спина ядра вкладов в несохраняющих четность (PNC) амплитуду переходов, в частности, вследствие анапольного момента ядра и проведено сравнение с ключевыми положениями ядерных оболочечных и других моделей. В рамках новой ядерно-КЭД теории возмущений (ТВ) выполнен расчет вкладов в PNC амплитуду EPNC, зависящих от ядерного спина, в частности, связанных с взаимодействием посредством обмена Z бозоном, обусловленного ядерным аксиально-векторным (AnVe) током, комбинированного эффекта сверхтонкого взаимодействия и спин - независимого Z-обменного взаимодействия, обусловленного векторными (VnAe) токами нуклонов, и наконец, основного источника - анапольного момента ядра (~ка). Проведено сравнение с альтернативными данными, полученными на основе MBPT-DF теории (Johnson - Safronova), в рамках ядерных оболочечных моделей Flambaum-Murray и Naxton et al, а также DF оценки Bouchiat-Piketty.

**Ключевые слова:** электрослабое взаимодействие, эффект несохранения четности, КЭД-ядерная теория возмущений.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние три десятилетия теория частиц отмечена поразительными экспериментальными достижениями: открытие  $t$ -кварка, наблюдение осцилляции, измерение CP-нарушений в системе  $K$ -,  $B$ - мезонов, свидетельства ускоренного расширения Вселенной, определение доли темной энергии и темной материи во Вселенной и т.д. Фундаментальными событиями явились создание объединенной теории слабых и электромагнитных взаимодействий между элементарными частицами, в т.ч. предсказание слабых нейтральных токов (теория Глэшоу-Салама-Вайнберга; Нобелевская премия по физике, 1979 г.), прояснение квантовой структуры электрослабых взаимодействий (теория 'т Хоофт-Вельтман; Нобелевская премия по физике, 1999 г.). Эти и другие результаты укрепили статус Стандартной Модели (СМ) физики частиц как наиболее продвинутой в настоящий момент теории, описывающей все фундаментальные взаимодействия за исключением гравитационных. Важно отметить, что описываемые СМ взаимодействия являются калибровочными, т.е. осуществляются посредством обмена калибровочными бозонами: фотоном,  $W^\pm$  - и  $Z^0$  - бозонами, а также глюонами, которые отвечают за электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия, соответственно. В то же самое время, несмотря на успехи, СМ по многим причинам нельзя считать окончательной теорией (в частности, плотность материи, входящей в СМ, составляет примерно 5 % от плотности энергии Вселенной; нейтрино в СМ являются безмассовыми, отсутствуют осцилляции нейтрино; проблема масс частиц, в частности, кварков, не говоря уже о гравитации). В то же время взаимодействия открытого в СМ скалярного поля (хиггсовский бозон найден на Большом адронном коллайдере в

CERN) с другими элементарными частицами, т.е. кварками, лептонами и калибровочными бозонами, ответственно за возникновение масс этих частиц. СМ можно разделить на три сектора: калибровочный сектор, сектор ароматов и сектор, в котором нарушается электрослабая симметрия. В то время как два первых сектора хорошо изучены в ускорительных экспериментах (LEP, SLD, BABAR, BELLE и др.), сектор спонтанного нарушения симметрии привлекает сейчас пристальное внимание, поскольку может дать ясные намеки на существование в экспериментах Новой физики за пределами СМ [1-19].

Известно, что стандартный механизм Хиггса подвергает сомнению современное понимание СМ на квантовом уровне, и оказывается необходимым введение дополнительных структур (новых симметрий, новых размерностей, новых частиц: лептокварков, дополнительных  $Z'$ -,  $W'^2$ - бозонов и т.д.), для того чтобы стабилизировать электрослабый масштаб. К числу недостаточно хорошо изученных аспектов СМ следует отнести проблему количественного описания структуры слабого электрон - ядерного, нуклон-нуклонного и т.д. взаимодействий, обусловленного обменом тяжелым  $Z$  бозоном. Слабое нуклон-нуклонное взаимодействие характеризуется безразмерной константой, отражающей перенормировку слабого фермиевского взаимодействия сильным взаимодействием и выражающейся для нуклонов через известные константы слабого мезон-нуклонного взаимодействия, точность определения которых вызывает большие сомнения.

Новым веянием в физике электрослабых взаимодействий явились поразительные оптические (Штарк-накачка, и вращение плоскости поляризации) эксперименты (Болдер, США; Новосибирск, Россия и др.) в тяжелых атомах и ядрах (Мессбауэровская спектроскопия),

позволившие открыть новые возможности для исследования нарушения (несохранения) четности (НСЧ=PNC) в слабом взаимодействии электрона и нуклона (и N-N). Открытие анапольного момента ядра (предсказанного Я.Б. Зельдовичем в 1957 и обнаруженного Wood et al, 1997 г.) и осознание определенной роли и других зависящих от ядерного спина вкладов в эффект НСЧ привело к необходимости полного пересмотра существующей количественной теории описания нарушения четности в тяжелых атомах и ядрах.

Ясно, что фундаментальная теория тяжелых атомов и ядер, претендующая на прецизионное описание эффекта НСЧ, а также параметров сверхтонкой структуры (СТС), должна адекватно учитывать весь набор релятивистских, радиационных, ядерных эффектов (включая распределение магнитного момента и конечный размер ядер, нейтронную "spin" поправку и др.), сложных обменно-корреляционных поправок (включая поправки в приближении случайных фаз, Бракнера, давление континуума, т.д.), и, разумеется, слабое взаимодействие. При этом большинство стандартных методов теории, несмотря на известный прогресс в их развитии, не способны обеспечить одновременное прецизионное описание электромагнитных и слабых взаимодействий. Несмотря на предпринятые в последнее десятилетие многочисленные попытки развития прецизионных методов описания СТС и эффекта НСЧ (метод мега-Дирак-Фок (ДФ), различные версии теории возмущений (ТВ) и т.д.; пакеты: "Dirac"-package, "Beta-package", "QED", "GRASP", "BERTHA", и др.) остается нерешенным комплекс проблем учета выше упомянутых эффектов. В данной работе изложены элементы относительно нового, прецизионного теоретического подхода к описанию сверхтонких и слабых взаимодействий в тяжелых ядрах и атомах, который базируется на формализме новой комбинированной релятивистской ядерной и КЭД теории возмущений с прецизионным учетом радиационных и корреляционных эффектов. Выполнены оценки количественно зависящей от ядерного спина ядра вкладов в несохраняющих четность (PNC) амплитуду переходов амплитуду, в частности, вследствие анапольного момента ядра и проведено сравнение результатов с данными ядерных оболочечных и других моделей.

## 2. МЕТОД КЭД-ЯДЕРНОЙ МНОГОЧАСТИЧНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Как обычно, стартуем с гамильтониана многоэлектронного релятивистского атома и далее задача сводится к нахождению собственных функций и энергий этого гамильтониана. В КЭД-теории базовым элементом является не гамильтониан, а электродинамическая матрица рассеяния. В результате, сохраняется традиционная структура расчета атомно-ядерных характеристик и, естественно, строгость КЭД теории. Фундаментально, эта возможность связана с введением затравочного потенциала системы по аналогии с методом квазипотенциала. В КЭД ТВ в отдельных порядках, как известно, возникают специфические КЭД расходимости. Разработаны процедуры компен-

сации расходимостей (процедура перенормировки) и в перенормированной теории вкладом "расходящихся" диаграмм в низших порядках сопоставляются конечные радиационные поправки и поправки на поляризацию вакуума.

Будем описывать тяжелый релятивистский атом (электронную подсистему) уравнением Дирака с релятивистским гамильтонианом (атомные ед.)

$$H = \sum_i h(r_i) + \sum_{i>j} (V(r_i r_j)). \quad (1)$$

Здесь

$h(r)$  – гамильтониан Дирака для электрона в поле ядра конечного размера; а релятивистский потенциал межэлектронного взаимодействия с учетом магнитного и слабого (обмен  $Z$  бозоном)  $V_{ee}^w$  взаимодействий

$$V(r_i r_j) = \exp(i\omega r_{ij}) \cdot \frac{(1 - \alpha_i \alpha_j)}{r_{ij}} + V_{ee}^w. \quad (2)$$

Фактически, эффект слабого межэлектронного взаимодействия учитывается добавкой слабой поправки к кулоновским интегралам  $Q_{ijkl} \equiv g_{ijkl}$  электрон-электронного взаимодействия (см. ниже):

$$g_{ijkl}^w = \sqrt{2} G_F \int \bar{\Psi}_i (\gamma_\mu C_{1e} + \gamma_\mu \gamma_5 C_{2e}) \times \Psi_k \cdot \bar{\Psi}_j (\gamma^\mu C_{1e} + \gamma^\mu \gamma_5 C_{2e}) \Psi_l d^3 x, \quad (3)$$

где

$$C_{1e} = -\frac{1}{2}(1 - 4 \sin^2 \theta_w), \quad C_{2e} = \frac{1}{2}.$$

Отметим, что в соответствующую PNC амплитуду вклад дает только интерференционный член пропорциональный произведению  $C$  констант. Забегая вперед также укажем, что учет слабого электрон-электронного взаимодействия в низшем порядке ТВ приводит к поправке к PNC амплитуде вида:

$$E_{PNC}^{e-e} = \sum_{ai} \frac{d_{wi} \tilde{g}_{iava}^w}{\varepsilon_v - \varepsilon_a} + \sum_{ai} \frac{d_{iv} \tilde{g}_{wiai}^w}{\varepsilon_w - \varepsilon_a} + \sum_{am} \frac{d_{am} \tilde{g}_{wiai}^w}{\varepsilon_{av} - \varepsilon_{mw}} + \sum_{am} \frac{d_{am} \tilde{g}_{wawm}^w}{\varepsilon_{aw} - \varepsilon_{mv}}, \quad (4)$$

где  $d_{wi}$  – матричный элемент оператора дипольного перехода первого порядка.

Последовательный релятивистский вариант расчета сдвигов уровней, основанный на адиабатической формуле Гелл-Мана и Лоу с электродинамической матрицей рассеяния рассмотрен, напр., в [20]. Адиабатический формализм Гелл-Мана и Лоу приводит к рядам ТВ по константе связи для сдвигов  $\Delta E$ , которые стандартно диаграмматизируются с использованием техники фейнмановских диаграмм. Любые новые приближения в теории релятивистских многочастичных систем удобно формулировать как методы суммирования диаграмм определенного типа. Уравнения (1), (2) полностью учитывают все одноэлектронные

релятивистские поправки (кроме сдвига Лэмба), а двухэлектронные – с точностью до членов  $\approx(\alpha Z)^2$ . Далее мы введем в общий формализм члены, учитывающие несингулярный ядерный потенциал, радиационные КЭД поправки и др. Как обычно, используем адиабатическую формулу Гелл-Мана и Лоу не только для сдвига  $\Delta E$ , но и для функции состояния.

Развитие новой, последовательной релятивистской ядерной и КЭД теории описания эффектов несохранения четности в атомах и ядрах, обусловленных электрослабым электрон-ядерным взаимодействием, как указывалось, преследует, прежде всего цель на принципиально новом уровне провести детальное количественное изучение слабых взаимодействий в атомах, включая проверку Стандартной модели; для этого фундаментально важным является адекватный, максимально полный и корректный (ab initio) учет ядерных, релятивистских, радиационных КЭД поправок и, разумеется, адекватный учет в теории обменно-корреляционных поправок как поправок второго и высших порядков ТВ (см. раздел 2).

Естественно, доминирующий вклад - спин-независящая часть оператора слабого взаимодействия добавляется к атомному гамильтониану:

$$H = H_{at} + \mu \sum_j H_W(j), \quad (5)$$

$$H_W^1 = \frac{G}{2\sqrt{2}} Q_W \gamma_5 \rho(r), \quad (6)$$

где константа Ферми слабого взаимодействия

$$G_F = g^2 / 4\sqrt{2}m^2w, \quad (7)$$

$\gamma_5$  – матрица Дирака,

$\rho(r)$ - плотность распределения заряда ядра;

$Q_W$  -слабый заряд ядра, связанный в Стандартной модели с числом нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  в ядре и углом Вайнберга  $\theta_W$

$$Q_W = Z(1 - 4\sin^2 \theta_W) - N. \quad (8)$$

Оператор доминирующего взаимодействия электронов и нуклонов ядра за счет  $Z$ -бозонного обмена также пишут в виде

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \left[ C_{1p} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \bar{p} \gamma^\mu p + C_{1n} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \bar{n} \gamma^\mu n \right], \quad (9)$$

где константы:

$$C_{1p} = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \theta_W), \quad C_{1n} = -\frac{1}{2}.$$

Тогда слабый заряд ядра можно представить и в таком виде

$$Q_W = 2(NC_{1n} + ZC_{1p}). \quad (10)$$

С учетом радиационных поправок:

$$Q_W = \{Z(1 - [4.012 \pm 0.010]\sin^2 \theta_W) - N\} \times (0.9857 \pm 0.0004)(1 + 0.0078T),$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.2323 + 0.00365 \cdot S - 0.00261 \cdot T. \quad (11)$$

Здесь параметры  $S, T$  параметризуют петлевые поправки в терминах эффектов, сохраняющих ( $S$ ) и нарушающих ( $T$ ) изоспин [3] (произведения аксиальных и векторных токов).

На рисунке 1 приведена диаграмма (фундаментальные параметры  $S, T$ ), иллюстрирующая ограничения на появление «Новой физики» за пределами СМ (в том числе, на основе высоко энергетических экспериментов CERN, SLAC).

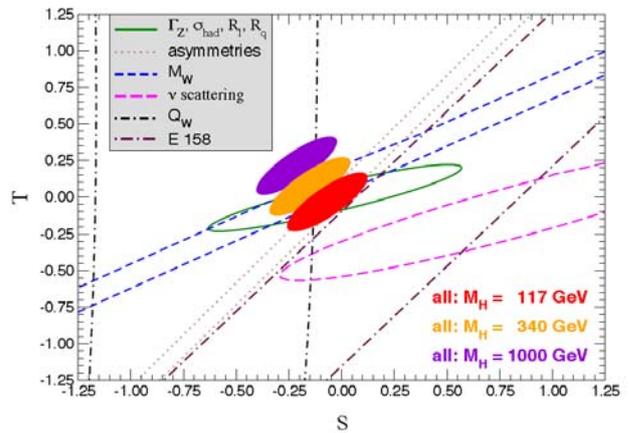


Рис.1 - Диаграмма (фундаментальные параметры  $S, T$ ), иллюстрирующая ограничения на появление «Новой физики» (за пределами СМ), в том числе, на основе высокоэнергетических экспериментов CERN, SLAC (Johnson W., University Notre-Dame; Private communication, окт. 2009г.)

Зависящие от ядерного спина вклады в эффект НСЧ имеют с физической точки зрения три источника:

1. Взаимодействие посредством обмена  $Z$  бозоном, обусловленное ядерным аксиально-векторным ( $A_n V_e$ ) током.

2. Комбинированный эффект сверхтонкого взаимодействия и спин - независимого  $Z$ -обменного взаимодействия, обусловленного векторными ( $V_n A_e$ ) токами нуклонов.

3. Анапольный момент ядра ( $\sim \kappa_a$ ) – электромагнитная характеристика ядерной системы, в которой четность не сохраняется; как указывалось выше, речь идет о возникновении спиральной спиновой структуры, при этом, распределение магнитного поля соответствует полю тороидальной катушки.

Интересно отметить, что при этом взаимодействие с электроном подобно обычному магнитному взаимодействию (см. ниже):

$$e\vec{\alpha} \cdot \vec{A} \propto \kappa_a \vec{\alpha} \cdot \vec{I} \rho(r), \quad (12)$$

$$\kappa_a = 1.15 \cdot 10^{-3} A^{2/3} \mu_a g_a. \quad (13)$$

Здесь  $g_a$ - безразмерная эффективная константа слабой связи для валентного нуклона. Для протона:  $\mu_p = 3.8$ ,  $g_p = 5$ , для нейтрона:  $\mu_n = -1.2$ ,  $g_n = -1$ .

Соответствующие операторы, описывающие указанные выше взаимодействия представимы в следующем виде

$$H_W^i = \frac{G}{\sqrt{2}} k_i (\alpha \cdot I) \rho(r), \quad (14)$$

где  $k(i=a)$  - анапольный вклад,  
 $k(i=2)=k_{z0}$  - аксиально-векторный вклад,  
 $k(i=kh)=k_{Qw}$  - вклад за счет интерференции слабого и сверхтонкого взаимодействий.

Обычно зависящую от спина PNC поправку представляют с использованием приведенного электрического дипольного матричного элемента в виде

$$\langle wF_F \| z \| vF_I \rangle_{PNC}^{sd} = k_a \langle wF_F \| z \| vF_I \rangle^{(a)} + k_2 \langle wF_F \| z \| vF_I \rangle^{(2)} + k_{hf} \langle wF_F \| z \| vF_I \rangle^{(hf)}. \quad (15)$$

Отметим, что в эксперименте обычно измеряется величина (см. ниже)

$$k = k_a + k_2 + k_{hf}. \quad (16)$$

Рассмотрим далее явный вид матричных элементов записанных выше операторов.

Для спин-независящего оператор  $H^{(1)}$  матричный элемент между состояниями  $|i\rangle, |j\rangle$  запишется в виде

$$\langle i | H_W^{(1)} | j \rangle = i \frac{G}{2\sqrt{2}} Q_W \delta_{k_i - k_j} \delta_{m_i m_j} \int_0^\infty dr [F_i(r)G_j(r) - G_i(r)F_j(r)] \rho(r). \quad (17)$$

Приведенный матричный элемент (3.38)

$$\langle i | H_W^{(1)} \| j \rangle = i \frac{G}{2\sqrt{2}} Q_W \int_0^\infty dr [F_i(r)G_j(r) - G_i(r)F_j(r)] \rho(r). \quad (18)$$

Спин-зависящие операторы (3.35) стандартно могут быть представлены в сферическом базисе как

$$H^{(k)} = \sum_{\mu} (-1)^{\mu} I_{-\mu} K_{\mu}^{(k)}. \quad (19)$$

Матричный элемент электронного оператора на релятивистских дираковских волновых функциях одночастичных состояний имеет вид

$$\langle i | K_{\mu}^{(k)} | j \rangle = i \frac{G}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr [\langle -k_i m_i | \sigma_{\mu} | k_j m_j \rangle F_i(r)G_j(r) - \langle k_i m_i | \sigma_{\mu} | -k_j m_j \rangle G_i(r)F_j(r)] \rho(r). \quad (20)$$

Соответственно, приведенный матричный элемент запишется в виде

$$\langle i | K_{\mu}^{(k)} \| j \rangle = i \frac{G}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr [\langle -k_i | \sigma_{\mu} | k_j \rangle \times F_i(r)G_j(r) - \langle k_i | \sigma_{\mu} | -k_j \rangle G_i(r)F_j(r)] \rho(r). \quad (21)$$

Приведенный матричный элемент оператора  $\sigma$  определяется выражением:

$$\langle -k_i \| \sigma \| k_j \rangle = (-1)^{j_i + \bar{l}_i - 1/2} \sqrt{6 [j_i] [j_j]} \delta_{i \bar{l}_i} \left\{ \begin{matrix} j_j \dots j_i \dots 1 \\ 1/2 \dots 1/2 \dots \bar{l}_i \end{matrix} \right\},$$

$$\langle k_i \| \sigma \| -k_j \rangle = (-1)^{j_i + l_i - 1/2} \sqrt{6 [j_i] [j_j]} \delta_{i \bar{l}_i} \left\{ \begin{matrix} j_j \dots j_i \dots 1 \\ 1/2 \dots 1/2 \dots l_i \end{matrix} \right\}, \quad (22)$$

$$[j] = 2j + 1, \quad \bar{l} = l(-k).$$

Оператор сверхтонкого взаимодействия можно за-

писать также в виде

$$H^{(hfs)} = \sum_{\lambda} (-1)^{\lambda} t_{\lambda} \mu_{-\lambda}, \quad (23)$$

где  $\mu_{\lambda} = g_I \mu_N I_{\lambda}$  - оператор магнитного момента ядра (см. выше),

$t_{\lambda}$  - электронная часть оператора СТС.

Разумеется, приведенный матричный элемент оператора магнитного момента для ядра в основном состоянии записывается как

$$\langle I \| \mu \| I \rangle = \sqrt{i(I+1)(2I+1)} g_I \mu_N. \quad (24)$$

Электронная часть оператора СТС для распределения магнитного момента  $m(r)$  имеет вид

$$t_{\lambda} = -i\sqrt{2} \frac{\alpha \cdot C_{1\lambda}^{(0)}(\hat{r})}{r^2} m(r), \quad (25)$$

где функция  $m(r)$  определяется выражением

$$m(r) = \frac{4\pi}{\mu} \int_0^r dt t^2 M(t). \quad (26)$$

Уместно отметить, что в представленном виде в случае точечного ядра электронная часть оператора СТС имеет вид

$$t_{\lambda} = -i\sqrt{2} \frac{\alpha \cdot C_{1\lambda}^{(0)}(\hat{r})}{r^2}. \quad (27)$$

Приведенный матричный элемент оператора СТС

$$\langle j \| t \| i \rangle = (k_j + k_i) \langle -k_j \| C_1 \| k_i \rangle \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} [G_j(r)F_i(r) + F_j(r)G_i(r)] m(r). \quad (28)$$

Здесь  $C_1$  - нормированная сферическая гармоника. Приведенный матричный элемент дипольного оператора (СТС член) может быть представлен в следующем виде

$$\langle wIF_w \| z \| vIF_v \rangle^{(hf)} = g_I \sqrt{I(I+1)(2I+1)} [F_w][F_v] \times$$

$$\times (\sum_{j \neq v} (-1)^{j_v - j_w + 1} \left\{ \begin{matrix} F_w \dots F_v \dots 1 \\ j_j \dots j_w \dots I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I \dots I \dots 1 \\ j_j \dots j_v \dots F_v \end{matrix} \right\}) \times$$

$$\times \left[ \sum_i \frac{\langle w \| H^{(1)} \| i \rangle \langle i \| z \| j \rangle \langle j \| t \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_v)(\epsilon_i - \epsilon_w)} + \sum_i \frac{\langle w \| z \| i \rangle \langle i \| H^{(1)} \| j \rangle \langle j \| t \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_v)(\epsilon_i - \epsilon_v)} + \sum_i \frac{\langle w \| z \| j \rangle \langle j \| t \| i \rangle \langle i \| H^{(1)} \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_v)(\epsilon_i - \epsilon_v)} - \frac{\langle w \| z \| j \rangle \langle j \| H^{(1)} \| v \rangle \langle v \| t \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_v)^2} \right] +$$

$$+ \sum_{j \neq w} (-1)^{F_v - F_w + 1} \left\{ \begin{matrix} F_w \dots F_v \dots 1 \\ j_v \dots j_j \dots I \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I \dots I \dots 1 \\ j_j \dots j_w \dots F_w \end{matrix} \right\} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left[ \sum_i \frac{\langle w \| H^{(1)} \| i \rangle \langle i \| t \| j \rangle \langle j \| z \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_w)(\epsilon_i - \epsilon_w)} + \right. \\ & + \sum_i \frac{\langle w \| t \| j \rangle \langle j \| z \| i \rangle \langle i \| H^{(1)} \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_w)(\epsilon_i - \epsilon_w)} + \\ & + \sum_i \frac{\langle w \| t \| j \rangle \langle j \| H^{(1)} \| i \rangle \langle i \| z \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_w)(\epsilon_i - \epsilon_w)} - \\ & \left. - \frac{\langle w \| t \| w \rangle \langle w \| H^{(1)} \| j \rangle \langle j \| z \| v \rangle}{(\epsilon_j - \epsilon_w)^2} \right]. \end{aligned}$$

Рассмотрим далее НСЧ (PNC) амплитуду перехода a-b, т.е. перехода в котором четность не сохраняется. Для основного, не зависящего от спина ядра оператора слабого взаимодействия, искомая амплитуда запишется в виде

$$\begin{aligned} \langle a | PNC | b \rangle = & \sum_n \left[ \frac{\langle b | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(1)} | a \rangle}{\epsilon_a - \epsilon_n} + \right. \\ & \left. + \frac{\langle b | H_W^{(1)} | n \rangle \langle n | e\alpha_v A^v | a \rangle}{\epsilon_b - \epsilon_n} \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

В случае зависящего от спина ядра вклада, соответствующая PNC амплитуда запишется в виде

$$\begin{aligned} \langle a | PNC | b \rangle^{sd} = & k_a \langle a | PNC | b \rangle^{(a)} + \\ & + k_2 \langle a | PNC | b \rangle^{(2)} + k_{hf} \langle a | PNC | b \rangle^{(hf)}, \end{aligned} \quad (31)$$

где вклад, возникающий за счет комбинированного эффекта сверхтонкого взаимодействия и спин-независящего Z-обменного взаимодействия, обусловленного векторными ( $V_n A_e$ ) токами нуклонов, может быть записан в следующем виде

$$\begin{aligned} & \langle a | PNC | b \rangle^{(hf)} = \\ & = \sum_{\substack{m \neq a \\ n \neq a}} \frac{\langle a | H_W^{(1)} | n \rangle \langle n | H_W^{(hf)} | m \rangle \langle m | e\alpha_v A^v | b \rangle}{(\epsilon_a - \epsilon_m)(\epsilon_n - \epsilon_m)} + \\ & + \sum_{\substack{m \neq a \\ n \neq a}} \frac{\langle a | H_W^{(hf)} | n \rangle \langle n | H_W^{(1)} | m \rangle \langle m | e\alpha_v A^v | b \rangle}{(\epsilon_a - \epsilon_m)(\epsilon_n - \epsilon_m)} + \\ & + \sum_{\substack{m \neq a \\ n \neq b}} \frac{\langle a | H_W^{(1)} | m \rangle \langle m | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(hf)} | b \rangle}{(\epsilon_a - \epsilon_m)(\epsilon_b - \epsilon_n)} + \\ & + \sum_{\substack{m \neq a \\ n \neq b}} \frac{\langle a | H_W^{(hf)} | m \rangle \langle m | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(1)} | b \rangle}{(\epsilon_a - \epsilon_m)(\epsilon_b - \epsilon_n)} + \\ & + \sum_{\substack{m \neq b \\ n \neq b}} \frac{\langle a | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(1)} | m \rangle \langle m | H_W^{(hf)} | b \rangle}{(\epsilon_b - \epsilon_m)(\epsilon_n - \epsilon_m)} + \\ & + \sum_{\substack{m \neq b \\ n \neq b}} \frac{\langle a | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(hf)} | m \rangle \langle m | H_W^{(1)} | b \rangle}{(\epsilon_b - \epsilon_m)(\epsilon_n - \epsilon_m)} - \\ & - \langle a | H_W^{(hf)} | a \rangle \sum_{m \neq a} \frac{\langle a | H_W^{(1)} | m \rangle \langle m | e\alpha_v A^v | b \rangle}{(\epsilon_a - \epsilon_m)^2} - \\ & - \sum_{n \neq b} \frac{\langle a | e\alpha_v A^v | n \rangle \langle n | H_W^{(1)} | b \rangle}{(\epsilon_b - \epsilon_n)^2} \langle b | H_W^{(hf)} | b \rangle. \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь:

$$| a \rangle = | a I F_F M_F \rangle,$$

$$| b \rangle = | b I F_I M_I \rangle,$$

$I$  – спин ядра,

$F_{I,F}$  – полный угловой момент атома,

$M$  – его z компонента,

$I, F$  – начальное и конечное состояние соответственно.

Выражения для матричных элементов:

$$\langle a | PNC | b \rangle^{(a)},$$

$$\langle a | PNC | b \rangle^{(2)}$$

являются полностью аналогичными приведенному выражению для (30).

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрим детальнее вклады в PNC амплитуду  $E_{PNC}$  зависящие от ядерного спина, в частности, связанные с взаимодействием посредством обмена Z бозоном, обусловленного ядерным аксиально-векторным ( $A_n V_e$ ) током, комбинированного эффекта сверхтонкого взаимодействия и спин - независящего Z-обменного взаимодействия, обусловленного векторными ( $V_n A_e$ ) токами нуклонов, и наконец, основным источником - анапольным моментом ядра ( $\sim k_a$ ). В таблице 1 представлены рассчитанные нами все упомянутые поправки к PNC амплитуде  $E_{PNC}$  для атома  $^{133}\text{Cs}$  (переход 6s-7s). Согласно экспериментальному результату Wood et al [16] соответствующая измеренная величина оказалась равной

$$\Delta \left[ \frac{\text{Im}(E_{PNC}^{SD})}{\beta} \right]_{34-43} = -0.077 \pm 0.011 \text{ мВ/см}. \quad (33)$$

Здесь индексы 34-43 соответствуют значениям полного углового момента атома  $F_F, F_I$ .

**Таблица 1** - Зависящие от ядерного спина поправки к PNC амплитуде  $E_{PNC}$  ( $^{133}\text{Cs}$ : 6s-7s), рассчитанные различными методами (в ед. коэф.  $k_{a,2,hf}$ ):

Поправка	МВРТ-DF	Haxton et al	FM	КЭД ТВ	ДФ (DF)
K (суммарная)	0.1169	0.1118	0.112	0.1159	-
$k_2$ -обмен Z бозоном, обусловленный ядер. аксиально-вектор. ( $A_n V_e$ ) током	0.0140	0.0140	0.0111 0.0084	0.0138	0.0084
$k_{hf}$ - совм. СТС взаим+ спин-незав. Z-обмен (векторными ( $V_n A_e$ ) токами	0.0049	0.0078	0.0071 0.0078	0.0067	-
$k_a$ – анапольный момент	0.0980	0.090	0.0920	0.0954	-

Очевидно, чтобы получить значение параметра  $\kappa_a$ , который фактически пропорционален анапольному моменту, необходимо знать теоретические значения двух других вкладов ( $k_{2,hf}$ ). Далее комбинируя эти данные (плюс вычисленное значение векторной поляризуемости), и экспериментальные результаты, далее несложно вычислить и значение  $\kappa_a$ . Результаты проведенных нами вычислений всех спин-зависящих поправок, а также альтернативные данные, полученные на основе расчета в рамках многоконфигурационного метода ДФ и многочастичной ТВ (МВРТ-ДФ) (Johnson - Safronova), в рамках ядерных оболочечных моделей Flambaum-Murray (FM) и Haxton et al, а также ДФ оценки Bouchiat-Piketty (см. [17-19]) приведены в таблице 1. Следует отметить, что ДФ оценка оказалась сильно заниженной. Результаты нашего расчета, МВРТ-ДФ расчета а также предсказания ядерные модельных вычислений в принципе находятся в физически разумном согласии, хотя имеет место небольшое расхождение. Несомненно, представляло бы значительный интерес проведение аналогичных эксперименту Wood et al [17] экспериментальных измерений PNC электрических дипольных переходов между подуровнями СТС, что, очевидно, является крайне плодотворным подходом к экспериментальному изучению анапольных моментов ядер. Нетрудно понять, что доминирующий вклад в PNC дипольный матричный элемент между различными уровнями, обусловленный спин-независимым слабым электрон-ядерным взаимодействием, зануляется в случае микроволновых переходов между подуровнями СТС.

В рамках новой ядерно-КЭД ТВ выполнен расчет вкладов в PNC амплитуду  $E_{PNC}$ , зависящих от ядерного спина, в частности, связанных с взаимодействием посредством обмена  $Z$  бозоном, обусловленного ядерным аксиально-векторным ( $A_n V_e$ ) током, комбинированного эффекта сверхтонкого взаимодействия и спин-независимого  $Z$ -обменного взаимодействия, обусловленного векторными ( $V_n A_e$ ) токами нуклонов, и наконец, основного источника - анапольного момента ядра ( $\sim \kappa_a$ ). Проведено сравнение с альтернативными данными, полученными на основе МВРТ-ДФ теории (Johnson - Safronova), в рамках ядерных оболочечных моделей Flambaum-Murray и Haxton et al, а также ДФ оценки Bouchiat-Piketty. Показано, что данные ДФ теории содержат очень большую погрешность. Результаты нашего расчета, МВРТ-ДФ расчета и предсказания ядерные модельных вычислений в принципе находятся в физически разумном согласии.

## REFERENCES

- Weinberg S. *Dreams of a Final Theory*. N.-Y.: Pantheon Books, 1992. 270 p.
- 't Hooft G. A confrontation with infinity (Quantum structure of electroweak interaction). *Rev.Mod.Phys*, 2000, vol. 72, no. 2, pp. 333-340;
- Veltman M.J.G. From weak interactions to gravitation. *Rev.Mod.Phys*, 2000, vol. 72, no. 2, pp. 341-349.
- Safronova M.S., Pal R., Jiang D., Kozlov M., Johnson W.R., Safronova U.I. New directions in atomic PNC. *Nucl.Phys.A.*, 2009, vol. 827, pp. 411-413.
- Grojean C. New approaches to electroweak symmetry breaking. *Physics-Uspekhi*, 2007, vol. 50, pp. 3-42. (Review of Particle Properties, Particle Physics Booklet (AIP).-July, 1996.
- Cacciapaglia G. Beyond the Standard Model Working Group: Summary Report. *Les Houches "Physics at TeV Colliders 2005"*, 2005, pp. 21-64. (Eds: Allanach B.C., Grojean C., Skands P.).
- Yang F. *Fundamentals of nuclear models*. Singapore: World Scientific, 2010. 740 p. (Ed.: Hamilton J.H.).
- Blin-Stoily P. *Fundamental interactions and atomic nucleus*. N.-Y.-Press, 1976.
- Marciano W. *Electromagnetic Probes of Fundamental Physics*. Singapore: World Scient, 2003. 560 p.
- Povh B et al. *Particles and Nuclei: An Introduction to Physical Concepts*. N.-Y.: Springer, 1995. 380 p. (Ed: White S.).
- Grant I. *Relativistic Quantum Theory of Atoms and Molecules*. - Oxford, 2007. 650 p.
- Dyall K.G., Faegri K.Jr. *Introduction to relativistic quantum theory*. Oxford, 2007. 590 p.
- Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lovett L. Electron- $\beta$ -Nuclear Spectroscopy of Atoms and Molecules and Chemical Environment Effect on the  $\beta$ -Decay parameters. *Advances in the Theory of Atomic and Molecular Systems*. Berlin: Springer, 2009, vol. 20, pp. 125-152.
- Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Malinovskaya S.V. Optics and spectroscopy of cooperative laser-electron nuclear processes in atomic and molecular systems - New trend in quantum optics. *Europ. Phys. Journ*, 2008, vol. 160, pp. 195-204.
- Khriplovich I.B. *Parity Nonconservation in Atomic Phenomena*. Philadelphia: Gordon and Breach, 1991. 250 p.
- Zeldovich Ya.B. On the anapole moment of a nucleus. *JETP*, 1957, vol.33, pp.1531-1535. (In Russian).
- Wood C.S., Bennett S.C., Cho D., Masterson B.P., Roberts J.L., Tanner C.E., Wieman C.E. Measurement of the parity non-conserving amplitude in cesium and anapole moment of a nucleus. *Science*, 1997, vol. 275, pp. 1759-1767.
- Johnson W.R., Safronova M.S., Safronova U.I. Combined effect of coherent  $Z$  exchange and hyperfine interaction in parity-nonconserving interaction. *Phys.Rev.A*, 2003, vol. 67, pp. 062106.
- Khetselius O.Yu., Lopatkin Yu.M., Dubrovskaya Yu.V., Svinarenko A.A. Sensing hyperfine-structure, electroweak interaction and parity non-conservation effect in heavy atoms and nuclei: New nuclear-QED approach. *Sensor Electr. and Microsyst. Techn.*, 2010, no. 2, pp. 17-22.
- Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Gurnitskaya E.P., Loboda A.V., Florko T.A., Sukharev D.E., Lovett L. Gauge-invariant QED perturbation theory approach to calculating nuclear electric quadrupole moments, hyperfine structure constants for heavy atoms and ions. *Frontiers in Quantum Systems in Chemistry and Physics*. Berlin: Springer, 2008, vol.18, pp. 505-522.
- Khetselius O.Yu. Relativistic Perturbation Theory Calculation of the Hyperfine Structure Parameters for Some Heavy-Element Isotopes. *Int. Journ. of Quantum Chemistry*, 2009, vol. 109, no. 14, pp. 3330-3335.

## ELECTROWEAK INTERACTIONS IN FINITE FERMI SYSTEMS AND PARITY NONCONSERVATION EFFECT

**O.Yu. Khetselius**, Dr., Sci. (Phys.-Math.), Prof.

*Odessa State Environmental University*  
15, Lvivska St., 65016 Odessa, Ukraine, [okhetsel@gmail.com](mailto:okhetsel@gmail.com)

We present the elements for a new, precise theoretical approach to the description of hyperfine and weak interactions in heavy Fermi systems, which is based on the new combined-formalism of relativistic nuclear and QED perturbation theory with precise taking into account the radiation and correlation effects. There are presented the estimates of the nuclear spin dependent contributions into the parity non-conservation amplitude of the transitions, in particular, due to an anapole moment of the nucleus. The obtained results are compared with the data of nuclear shell and other models. The new nuclear QED TV made payment of contributions at PNC amplitude EPNC, independent of the nuclear spin, particularly related to the interaction through the exchange of Z bosons, due to nuclear axial vector (AnVe) shock, the combined effect of the hyperfine interaction and spin --independent Z sd exchange interaction caused by the vector (VnAe) currents of nucleons, and finally, the main source - anapole moment of the nucleus ( $\sim ka$ ). A comparison with alternative data obtained on the basis of MBPT-DF theory (Johnson - Safronova), in the framework of the nuclear shell model Flambaum-Murray and Haxton et al, as well as evaluating DF Bouchiat-Piketty.

**Keywords:** electroweak interaction, the effect of parity violation, nuclear QED perturbation theory.

## ЕЛЕКТРОСЛАБКА ВЗАЄМОДІЯ У КІНЦЕВИХ ФЕРМІ-СИСТЕМАХ І ЕФЕКТ НЕЗБЕРЕЖЕННЯ ПАРНОСТІ

**О.Ю. Хецеліус**, д. ф.-м. н., проф.

*Одеський державний екологічний університет*  
вул. Львівська, 15, 65016 Одеса, Україна, [okhetsel@gmail.com](mailto:okhetsel@gmail.com)

Викладено елементи відносно нового, прецизійного теоретичного підходу до опису надтонких і слабких взаємодій у важких Фермі-системах, який базується на формалізмі нової комбінованої релятивістської ядерної та КЕД теорії збурень з прецизійним урахуванням радіаційних та кореляційних ефектів. Виконано аналіз кількісно залежних від ядерного спіна ядра внесків у незберігаючі парність (PNC) амплітуду переходів, зокрема, внаслідок анапольного моменту ядра та проведено порівняння з ключовими положеннями ядерних оболонкових та інших моделей. В рамках нової ядерно-КЕД ТВ виконаний розрахунок вкладів у PNC амплітуду EPNC, що залежать від ядерного спіна, зокрема, пов'язаних із взаємодією допомогою обміну Z бозоном, обумовленого ядерним аксіально-векторним (AnVe) струмом, комбінованого ефекту надтонкої взаємодії і спіні - незалежного Z -обмінні взаємодії, обумовленого векторними (VnAe) струмами нуклонів, і нарешті, основного джерела - анапольного моменту ядра ( $\sim ka$ ). Проведено порівняння з альтернативними даними, отриманими на основі MBPT-DF теорії (Johnson - Safronova), в рамках ядерних оболонкових моделей Flambaum-Murray і Haxton et al, а також DF оцінки Bouchiat-Piketty.

**Ключові слова:** електрослабка взаємодія, ефект незбереження парності, КЕД-ядерна теорія збурень.

*Дата першого представлення: 05.06.2015*  
*Дата поступлення окончательной версии : 20.06.2015*  
*Дата опубликования статьи: 24.09.2015*