

## О ПРОЯВЛЕНИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЯЖЕЛОМ АТОМЕ

Д.А. Киржниц, Ю.Е. Лозовик

Получена оценка влияния поляризации электронной оболочки тяжелого атома слабым зарядом ядра на эффекты несохранения четности в виде явной функции заряда ядра  $Z$ . Дело сводится к усилению указанных эффектов на величину порядка  $10 - 20\%$  (для висмута).

Сложная ситуация, сложившаяся сейчас в вопросе о существовании нейтрального тока "электрон – нуклон", побуждает еще раз вернуться к рассмотрению эффектов, осложняющих картину для тяжелого атома. Сюда относится поляризация заполненных оболочек атома слабым зарядом ядра, меняющая эффективное слабое взаимодействие ядра и валентного электрона<sup>1)</sup>. Обычно такого рода поляризация ведет к экранировке ядра. Если бы дело обстояло таким же образом и для слабого взаимодействия, то эффекты несохранения четности в тяжелом атоме были бы подавлены и исчезло бы, по крайней мере, расхождение между результатами зарубежных ускорительных и спектроскопических опытов.

Обсуждаемый поляризационный эффект (ПЭ) недавно рассматривался Саакяном, Собельманом и Юковым [1] с помощью принятой в спектроскопии методики. Сложность такого расчета (громоздкие суммы по большому числу состояний, сложные матричные элементы и др.) делает желательной независимую, по возможности простую и пригодную сразу для всех тяжелых атомов оценку ПЭ. Это и делается в данной статье с использованием метода функций Грина в сочетании с квазиклассическим приближением.

1. Примесь состояния противоположной четности к состоянию валентного электрона возникает благодаря слабому взаимодействию "электрон – ядро"

$$W = g \vec{\sigma} (\mathbf{p} \delta(\mathbf{x}) + \delta(\mathbf{x}) \mathbf{p}) .$$

Соответствующий матричный элемент (см. рис. 1, где крестик – слабое взаимодействие) равен значению при  $x = 0$  функции

$$W_{\mu\nu}(\mathbf{x}) = ig \sigma (\nabla \bar{\psi}_{\mu}(\mathbf{x}) \psi_{\nu}(\mathbf{x}) - \bar{\psi}_{\mu}(\mathbf{x}) \nabla \psi_{\nu}(\mathbf{x})) . \quad (1)$$

ПЭ низшего порядка, играющий при  $Z \gg 1$  основную роль, описывается диаграммами рис. 2: ядро слабым взаимодействием возбуждает

<sup>1)</sup> Другой эффект того же рода – кулоновская поляризация электронного остова в матричном элементе дипольного момента перехода, проявляющаяся как экранировка (см. работу [1], где имеются ссылки на литературу, относящуюся к рассматриваемым вопросам).

оболочку атома, рождая электрон и дырку; последняя затем аннигилирует либо с возбужденным электроном (прямой ПЭ, рис 2, а), либо с падающим электроном (обменный ПЭ, рис. 2, б); аннигиляция идет через кулоновское взаимодействие (волнистая линия). Аналитически (см. [2])

$$\delta W_{\mu\nu} = -i \int d1 d2 d3 \{ \bar{\psi}_\mu(1) G(2,3) W(3) G(3,2) - \bar{\psi}_\mu(2) G(2,3) W(3) G(3,1) \} V_c(1,2) \psi_\nu(1). \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое отвечает рис. 2, а, второе — рис. 2, б,  $G$  — функция Грина электрона,  $V_c$  — кулоновское взаимодействие,  $1 = x_1, t_1, \sigma_1$  и т.д.

Сразу же видно, что прямой ПЭ в данном случае (в отличие от не зависящего от спина кулоновского взаимодействия) отсутствует: виртуальные пары с противоположными спинами вносят противоположный вклад ( $\text{Sp}(\vec{\sigma}) = 0$ , см. (1)). Уже отсюда можно ожидать, что ПЭ не ослабит, а, напротив, усилит несохранение четности — прямой ПЭ привел бы, как обычно, к экранировке, а обменный содержит знак минус (см. [2]).

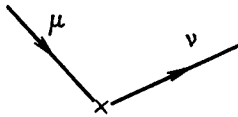


Рис. 1

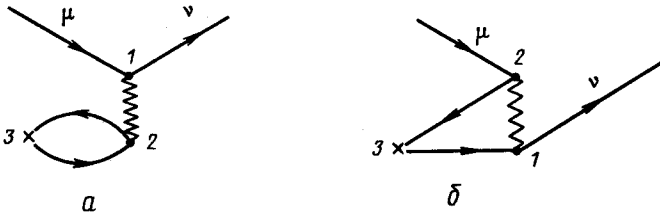


Рис. 2

2. Переходя к расчету выражения (2), из которого можно без труда получить исходные формулы работы [1], перепишем его в виде

$$\delta W_{\mu\nu} = 2ie^2 \int \frac{d\omega d^3k}{k^2} \int dx_1 dx_2 dx_3 \times \bar{\psi}_\mu(x_2) \exp(-ikx_2) G_\omega(x_2, x_3) W(x_3) G_\omega(x_3, x_1) \exp(ikx_1) \psi_\nu(x_1), \quad (3)$$

где

$$G_\omega(x, x') = [\omega - H + i\delta(H - \mu)]^{-1} \delta(x - x'),$$

$H = \frac{p^2}{2m} + U$  — гамильтониан Хартри,  $\mu$  — энергия Ферми. Это дает<sup>1)</sup>

$$\delta W_{\mu\nu} = O W_{\mu\nu}(x) |_{x=0}, \quad (4)$$

где

$$O = 2\pi e^2 \int_{-1}^1 dt \int \frac{d^3k}{k^2} \delta\left(\mu - \frac{1}{2}(H_+ + H_-) + \frac{t}{2}(H_+ - H_-)\right),$$

$H_{\pm} = \frac{(p_{\mu\nu} \pm k)^2}{2m} + U$ , операторы  $p_{\mu\nu}$  действуют, соответственно на  $\psi_{\mu\nu}$ .

3. Квантовые числа состояний  $\mu, \nu$  и величина  $Z$  имеют большие значения, что позволяет надеяться на пригодность квазиклассического приближения, отвечающего замене операторов  $p_{\mu\nu}$  соответствующими классическими импульсами. Оказывается, однако, что таким образом можно получить только порядковую оценку, так как согласно (4) важна область малых расстояний ( $x \sim a_0/Z$ ,  $a_0$  — боровский радиус).

Квазиклассический результат имеет вид

$$O = \frac{1}{\pi a_0} \int_{-1}^1 dt \frac{\ln(P/\kappa)}{P}, \quad (5)$$

где

$$P = \frac{1}{2}(p_{\mu} - p_{\nu} + t(p_{\mu} + p_{\nu})), \quad \kappa^2 = m(\epsilon_{\mu} + \epsilon_{\nu} + t(\epsilon_{\mu} - \epsilon_{\nu}) - 2\mu).$$

Входящий в (5) интеграл заключен между значениями  $\frac{2}{P} \ln(p a_0)$  ( $p_{\mu}$  и  $p_{\nu}$  антипараллельны) и  $\frac{2}{P} \ln^2(p a_0)$  ( $p_{\mu}$  и  $p_{\nu}$  параллельны), где  $p_{\mu} \approx p_{\nu} = p \sim Z/a_0$ . Отсюда получается окончательная оценка

$$\ln Z/Z \lesssim \delta W_{\mu\nu}/W_{\mu\nu} \lesssim \ln^2 Z/Z, \quad (6)$$

причем истинный результат скорее всего ближе к верхней границе. Численно для висмута ( $Z = 83$ ) это дает 10 — 20%, что находится в разумном соответствии с результатами работы [1].

Представляет интерес оценить изложенным методом также ПЭ в сверхтонком расщеплении уровней (см. [3]). И в этом случае справедливо соотношение типа (4) с той же величиной  $O$ . Оценка ПЭ в сверхтонком расщеплении как величины порядка 10 — 20% находится в соответствии с тем фактом, что расхождение экспериментальных и расчетных (в одночастичном приближении) данных по сверхтонкому расщеплению достигает величины именно такого порядка.

<sup>1)</sup> Выражение (4) записано в несколько упрощенном виде (без дополнительных членов, не имеющих большого логарифмического фактора, см. (5)).

Приведенные выше результаты подкрепляют вывод о том, что корни трудностей в ситуации с нейтральными токами во всяком случае не связаны с теорией эффекта несохранения четности в атоме, а лежат в чисто экспериментальной плоскости.

Мы благодарны за многочисленные дискуссии А.А.Комару и И.И.Собельману, ознакомившему нас с рукописью работы [1] до ее опубликования.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 февраля 1979 г.

Институт спектроскопии  
Академии наук СССР

### Литература

- [1] Д.Б.Саакян, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Письма в ЖЭТФ, **29**, 258, 1979.
  - [2] Д.А. Киржниц. Полевые методы теории многих частиц. Атомиздат, 1963.
  - [3] В.Н.Новиков, О.П.Сушков, И.Б.Хриплович. ЖЭТФ, **71**, 1665, 1976.
-