

Д. ИВАНЕНКО и Н. КОЛЕСНИКОВ

К ТЕОРИИ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СМЕЩЕНИЯ

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 12 I 1953)

Для объяснения изотопического смещения тяжелых элементов, кроме влияния массы ядер (нормальный и специфический эффекты), которое здесь незначительно, следует прежде всего учесть неточечный характер ядер и распределение заряда в той или иной форме по объему (1-3). При этом распределение протонов разумно задать, используя, например, данные приближенного подсчета плотности ме-

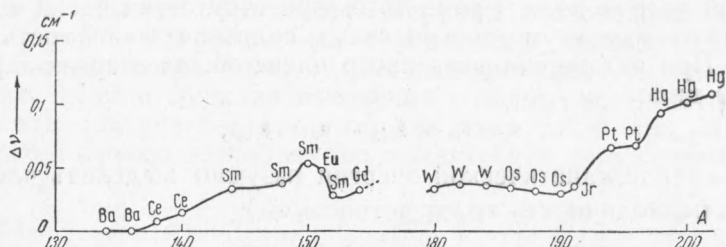


Рис. 1. Общий ход значений изотопических смещений в зависимости от атомного номера на двух участках периодической системы. Отчетливо видны максимум в районе Sm и минимум в районе Os, соответствующие изгибам кривой устойчивости Z^*

тодом Томаса — Ферми, или используя крайние случаи чисто поверхностного или равномерного объемного распределения. Кроме того, как было нами указано, необходимо учесть наличие сил притяжения электронов к нейтронам, обязанных виртуальной диссоциации последних и отчасти мезонным силам между ними (4). Мы отвлекаемся сейчас от других, относительно второстепенных, поправок к изотопическому смещению, связанных с поляризацией ядра электронами и экранированием электронов друг другом.

Однако следует подчеркнуть, что даже при учете всех указанных обстоятельств, т. е. влияния массы, объема и сил электрон — нейтрон, кривая изотопических смещений вдоль менделеевской периодической системы не является гладкой, но показывает, во-первых, ряд локальных особенностей, отчетливо связанных с критическими («магическими») числами (например 50, 82, 126), и, во-вторых, отражает влияние четности ядер (см. рис. 1). Мы хотим отметить здесь, что феноменологически подобные скачки в кривой изотопических смещений следует прежде всего связать с ходом самих ядерных объемов или радиусов, которые, очевидно, вовсе не изменяются монотонно, как предписывается обычной формулой

$$R^0 = r_0 A^{1/3} . \quad (1)$$

Действительно, только что указанная упрощенная зависимость, отвечающая представлению о постоянной плотности ядерной «жидкости», не учитывает ни общей тенденции к уменьшению радиусов у тяжелых ядер (сжатие объема), ни общего отклонения в сторону некоторого превышения радиусов у легких ядер. Тем более указанная упрощенная формула не учитывает ни зависимости от четности, ни скачков радиусов для ядер с критическими числами нуклеонов (7), вероятно, соответствующих оболочкам.

При исследовании хода радиусов следует, очевидно, исходить из выражения энергии ядра как функции A и Z , представленной в виде суммы обычных членов: энергии специфического ядерного взаимодействия нуклеонов, кинетической энергии и кулоновской энергии, к которым разумно присоединить член, учитывающий возможное наличие некоторого числа α -частиц и других аналогичных образований (8), а также член, описывающий энергию отталкивания нуклеонов на самых малых расстояниях, которому целесообразно придать ван-дер-ваальсову форму:

$$e_{rep} = \frac{c}{V - V_0},$$

где V — объем ядра, V_0 — константа.

Включение члена отталкивания подсказывается разнообразными эмпирическими соображениями, связанными, например, с экспериментами по рассеянию нуклеонов высокой энергии, а также построением нелинейной теории поля. Кроме того, при отсутствии члена e_{rep} трудно обеспечить максимум энергии связи, сохраняя зависимость (1) для радиусов. При включении указанного члена общая энергия ядра представится в виде

$$e = e_n - e_{kin} - e_c - e_{rep},$$

где в выражении кинетической энергии разумно выделить член, учитывающий периодичность e_{kin} и четность $e_{kin}^{чет}$:

$$e_{kin} = e_{kin}^0 + \tilde{e}_{kin} + e_{kin}^{чет}.$$

Для этой последней цели можно предварительно учесть феноменологические периодичности в самом выражении энергии и отсюда перейти к выражению для радиуса. Последнее можно получить из условия

$$\frac{\partial \epsilon(A, Z, R)}{\partial R} = 0.$$

Полученное подобным образом выражение для радиусов, в частности, правильно передает зависимость радиусов от e_{kin} . Действительно, при уменьшении e_{kin} , что имеет место, например, при заполнении оболочки, радиусы также уменьшаются. Возможно также непосредственно построить феноменологическую формулу для самих радиусов, учитывающую периодичности. Поскольку нас интересует зависимость $R(A, Z)$ от A и Z вблизи области устойчивости, т. е. вблизи кривой устойчивости Z^* , определяемой из условия

$$(\partial e / \partial Z)_{A=const} = 0,$$

то разумно связать ход радиусов с ходом кривой устойчивости, проинтегрировав разложение радиусов вблизи кривой устойчивости в виде:

$$R = R(A, Z^*) + (\partial R / \partial Z)_{Z=Z^*} (Z - Z^*) + \dots$$

Как показывают оценки на основании эмпирических данных,

$$\frac{\partial^2 R}{\partial Z^2} \ll \frac{\partial R}{\partial Z} \ll 1,$$

поэтому указанное разложение остается справедливым также при $|Z - Z^*| \gg 1$.

В итоге, как нетрудно показать, пренебрегая малыми поправками, мы получим для изменения радиусов при росте атомного номера выражение, обобщающее прежнюю упрощенную формулу (1) в требуемых направлениях:

$$\frac{\Delta R}{\Delta A} = \frac{R^0}{3A} \left\{ 1 + \frac{C_1}{A^{1/2}} + \frac{[C_2 A + C_3 (A - 2Z^*)]}{A^{3/2}} \frac{\Delta Z^*}{\Delta A} + \frac{C_4 (Z - Z^*)}{A^{3/2}} \frac{\Delta Z^*}{\Delta A} \right\}, \quad (2)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 — константы, связанные с силами, действующими между нуклеонами; Z^* — значение Z , отвечающее максимуму энергии связи при данном A . Как известно, без учета локальных скачков $Z^* \approx 0,5A - 0,0075A^{1/2}$. Однако в действительности кривая Z^* показывает характерные изгибы, связанные с критическими числами нуклеонов, которые тем самым будут непосредственно отражаться на ходе радиусов и вместе с тем на интересующей нас кривой изотопического смещения. Эти изгибы можно феноменологически удовлетворительно описать обобщенным полуэмпирическим выражением

$$Z^* = \sum_i A_i f_1(Z - Z_{\text{крит}}) + \sum_i B_i f_2(N - N_{\text{крит}}),$$

где f_1 и f_2 — быстро убывающие (например, экспоненциальные) функции, а A_i и B_i — коэффициенты, определяемые эмпирическим путем.

Используем теперь формулу для изотопического смещения энергетического термина в функции изменения атомного веса изотопов, выведенную как при учете влияния объема ядер, так и при учете специфического ядерного взаимодействия электронов с нуклеонами:

$$\Delta(\delta E) = \frac{2\pi a_{\text{н}}^2}{Z} |\psi(0)|^2 \frac{1 + \rho}{|\Gamma(2\rho + 1)|^2} \left(\frac{2ZR}{a_{\text{н}}}\right)^{2\rho} \frac{\Delta R}{R} B \left\{ 1 - \frac{bA^{1/2}}{4\pi Ze^2 r_0^2 B} \right\} \xi, \quad (3)$$

где R — радиус изотопа; $a_{\text{н}}$ — боровский радиус; $|\psi(0)|^2$ — квадрат нерелятивистской функции в нуле; B — форм-фактор, зависящий от характера распределения кулоновского заряда в ядре (при равномерном распределении $B = \frac{3}{(2\rho + 1)(2\rho + 3)}$); b — константа взаимодействия электронов с нейтронами, которая может быть определена как по анализу изотопического смещения, так и из опытов по рассеянию нейтронов на электронах; коэффициент ξ учитывает влияние поправок, вносимых подсчетом с уточненными функциями по сравнению с подсчетом по методу возмущений. Подставляя формулу (2) в (3), получим для изотопического смещения выражение вида:

$$\Delta\nu (\text{см}^{-1}) = F_1(A, Z) + F_2(A, Z) \frac{\Delta Z^*}{\Delta A},$$

где обычно $F_1(A, Z) > 0$, $F_2(A, Z) > 0$.

Отсюда видно, что при больших значениях $\Delta Z^*/\Delta A$, например, для редкоземельных элементов — от Sm до Nd, а также в районе Ca, Mo и некоторых других элементов, должно иметь место локальное возрастание изотопического смещения, что и наблюдается в действительности, например, для Sm, Eu (5). Это происходит из-за наличия нейтронных оболочек, что приводит к аномальному уменьшению радиусов у некоторых изотопов и, следовательно, увеличивает объемную долю изотопического смещения.

Наряду с учетом влияния изменения радиусов для объяснения скачков в изотопических смещениях необходимо привлечь также соответствующие периодические изменения в распределении плотности протонов, а также нейтронов⁽⁶⁾ и отклонения от сферической симметрии, связанные с наличием квадрупольных моментов, в результате чего мы и получим удовлетворительное описание всего хода изотопических смещений.

Поступило
11 X 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. Кондон, Г. Шортли, Теория атомных спектров (дополнение), М., 1949. ² Д. Иваненко, А. Цандер, ЖЭТФ, 18, 43, 4 (1948). ³ Я. А. Смодинский, ЖЭТФ, 17, 1035 (1947). ⁴ Д. Иваненко, В. Родичев, ДАН, 70, 801 (1950). ⁵ К. Murakawa, J. S. Ross, Phys. Rev., 83, 1272 (1951); E. W. Foster, Rep. Phys. Soc. Progr. Phys., 14, 288 (1951). ⁶ А. Соколов, Д. Иваненко, Квантовая теория поля, М.—Л., 1952, гл. II, § 7. ⁷ Д. Иваненко, С. Ларин, ЖЭТФ, 24, № 3 (1953).