

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.164

НИЖНИЙ ПРЕДЕЛ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ
АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ

Б. И. Горячев, Н. В. Линькова*)

(НИИЯФ)

E-mail: big@srdlan.npi.msu.su

На основе анализа экспериментальных данных по периодам полураспада α -радиоактивных четно-четных ядер определена нижняя граница для отношения эффективной и физической масс альфа-частицы ($m_e/m \approx 0.9$).

Вероятность кластерного распада атомных ядер в единицу времени λ принято представлять в виде произведения трех факторов:

$$\lambda = D_\nu PW,$$

где D_ν — частотный фактор, обусловленный скоростью движения кластера в ядре, P — проницаемость потенциального барьера и W — спектроскопический фактор, означающий долю времени существования кластера в ядре. В физике α -распада (а также кластерных распадов) последних лет основное внимание уделяется изучению спектроскопических факторов W . Именно они отражают динамику нуклонов в ядре и существенно зависят от корреляций между нуклонами.

Попытки экспериментально обнаружить холодный ядерный синтез пробудили интерес и к физике туннелирования ядер. Высказывались гипотезы, что эффективная масса туннелирующего ядра m_e может отличаться от физической массы m , известной из эксперимента. В работе [1], например, для дейтрона строилась модель, в которой отношение m_e/m было существенно меньше единицы (по крайней мере на порядок).

В настоящем сообщении приведены результаты феноменологического анализа экспериментальных данных для облегченных α -переходов четно-четных тяжелых ядер. Рассчитывались значения параметра $S = \sqrt{m_e/m}$ по экспериментальным величинам λ и известным из литературы теоретическим оценкам W . При этом предполагалось, что отличие эффективной массы m_e от известной физической массы m обусловлено вакуумными эффектами. Если, например, $m_e < m$, это означает, что вакуумные эффекты облегчают проникновение через потенциальный барьер. Таким образом, основное внимание уделялось фактору проницаемости потенциального барьера P , который в условиях α -распада весьма близок к кулоновскому и, по существу, не связан с ядерными силами. В настоящем сообщении не обсуждается физическая природа вакуумных эффектов,

а решается сугубо феноменологическая задача параметризации, в которой была использована простая модель с минимальным набором параметров. На расстояниях $r < R_c$ потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром описывался прямоугольной ямой глубиной V_0 , а при $r > R_c$ потенциал $V(r)$ был близок к кулоновскому. Радиус канала R_c задавался формулой

$$R_c = \left(1.2A_1^{1/3} + R_\alpha\right) \text{ Фм}, \quad (1)$$

где A_1 — массовое число дочернего ядра, а радиус α -частицы R_α в расчетах варьировался, но в основном полагался равным $\sqrt{(5/3)r^2} = 2.1$ Фм. Расчеты проводились для ядер, у которых величины λ были известны с погрешностью меньше 1% и отсутствовали другие виды радиоактивности [2]. Поэтому в потенциале $V(r)$ при $r > R_c$ учитывались поправки

$$V(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r + V_s(r) + V_p(r), \quad (2)$$

где $V_s(r)$ — поправка на экранирование атомными электронами [3], $V_p(r)$ — поправка на поляризацию продуктов распада [4], Z_1 и Z_2 — атомные номера этих продуктов.

В расчетах был использован метод [5], в котором рассматривается комплексная энергия квазистационарного состояния α -частицы в радиоактивном ядре и при сшивке волновых функций на «границе» ядра при $r = R_c$ получаются два уравнения:

$$K \operatorname{ctg}(KSR_c) = -(2mE)^{1/2} \operatorname{tg} \alpha / \hbar, \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{2W}{R_c} \left(\frac{2E}{m}\right)^{1/2} S^{-1} \operatorname{tg} \alpha \times \left[\operatorname{cosec}^2(KSR_c) - \frac{\operatorname{ctg}(KSR_c)}{KSR_c} + (\eta S \sin 2\alpha)^{-1} \right]^{-1} P_c(S). \quad (4)$$

Здесь величина m означает приведенную массу α -частицы, $\eta = Z_1 Z_2 e^2 \sqrt{m/(2E)}/\hbar$ и $\alpha =$

*) Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

$= \arccos \sqrt{ER_c / (Z_1 Z_2 e^2)}$, K — волновой вектор α -частицы в ядре.

Из уравнения (3) определяется K :

$$K = [2m(E + V_0)]^{1/2} / \hbar \quad (5)$$

(а значит, и глубина потенциальной ямы V_0), а затем из уравнения (4) по данным λ , W , E и R_c находится искомый параметр S . С учетом эффекта экранирования [3] параметр E выражается следующим образом через энергию распада Q : $E = (Q + 9.765 \cdot 10^{-5} Z_1^{4/3})$ МэВ. Проницаемость $P_c(S)$ потенциального барьера (2), обусловленного кулоновским взаимодействием, имеет вид

$$P_c(S) = \exp \{-2\eta S [(2\alpha - \sin 2\alpha) + D]\}, \quad (6)$$

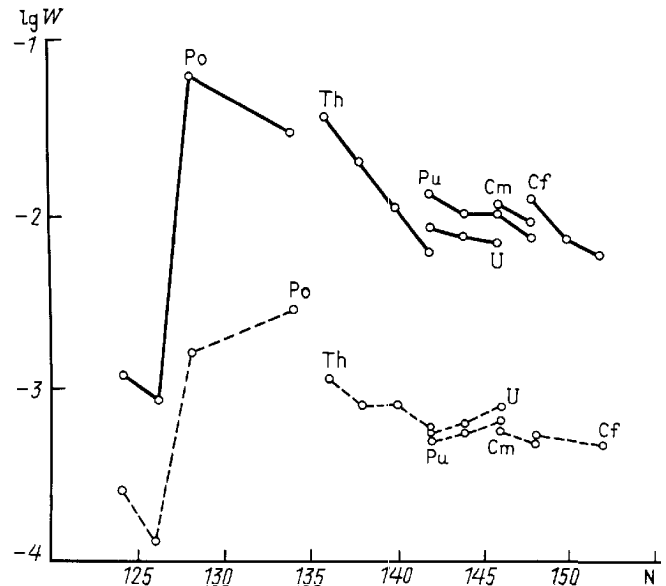
где D учитывает вклад поляризации продуктов распада [4] и выражается через величины $L = Z_1 Z_2 e^2 / E$ и $G = 5.33 \cdot 10^{-2}$ МэВ·Фм⁴ следующим образом:

$$D = \frac{G}{L^4 E} Z_1^2 Z_2^2 \left(1.74 + \frac{A_1^{1.4}}{Z_1 (A_1 - Z_1)} \right) \times \left[\left(\frac{L}{R_c} - 1 \right)^{1/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{L}{R_c} - 1 \right)^{3/2} + \frac{1}{5} \left(\frac{L}{R_c} - 1 \right)^{5/2} \right].$$

В расчетах варьировались значения W и S . При этом уравнения (3) и (4) приводят к линейной зависимости:

$$\lg W = a + bS, \quad (7)$$

где a и b — постоянные величины, характерные для каждого α -радиоактивного ядра. Такая зависимость (7) объясняется доминирующим влиянием проницаемости $P_c(S)$ на функцию $\lambda(S)$ в целом. Для определения S были использованы спектроскопические факторы W изотопов ^{234}U , ^{236}U и ^{238}U [6], которые мало различаются, и взята их средняя величина $\bar{W} = 7.6 \cdot 10^{-3}$. В результате было получено $S = 0.95$. Величины W как функции числа нейтронов N в α -радиоактивном ядре для других ядер, определенные по формуле (7) при $S = 0.95$ и $R_\alpha = 2.1$ Фм, приведены на рисунке. Там же представлены теоретические значения поверхностных спектроскопических факторов W [7] для этих ядер. Наблюдается явная корреляция хода зависимостей $\lg W(N)$, вычисленных теоретически и полученных нами в результате феноменологического анализа экспериментальных данных. В частности, воспроизводится известный скачок спектроскопического фактора для семейства α -излучателей Po при пересечении замкнутой нейтронной оболочки ($N = 126$). Полученные результаты слабо зависят от поправок $V_s(r)$ и $V_p(r)$. Отношение $|V_s(r)|$ к высоте кулоновского барьера при $r = R_c$ составляет $\sim 0.15\%$. Для $V_p(r)$ это отношение равно $\sim 1\%$, но вклад $V_p(r)$ быстро (пропорционально r^{-4}) ослабевает с расстоянием.



Зависимость спектроскопических факторов W от числа нейтронов N в α -радиоактивных четно-четных ядрах. Сплошными линиями соединены значения $\lg W$, рассчитанные по экспериментальным периодам полураспада ($S = 0.95$, $R_\alpha = 2.1$ Фм), пунктирными — теоретические величины, полученные в работе [7]

Расчеты показывают, что для большинства ядер значению $S = 1$ соответствуют величины W , также весьма близкие к единице. Это согласуется с известным фактом, что одночастичная модель α -распада ($W = 1$) хорошо описывает экспериментальные данные для тяжелых четно-четных ядер при $m_e = m$ и значении $R_\alpha = (2.1 \div 2.2)$ Фм [5]. В настоящее время не вызывает сомнения, что факторы W существенно меньше единицы. Малые значения W и равенство физической и эффективной масс ($S = 1$), как показывают настоящие расчеты, могут быть согласованы с экспериментальными периодами полураспада лишь в предположении, что $R_\alpha \geq 3.3$ Фм (для большинства α -радиоактивных ядер). Это существенно превышает экспериментальное значение эффективного радиуса α -частицы. Однако требуемое для этого превышение радиуса канала R_c , определяемого формулой (1), на $\Delta R_c \geq 1.2$ Фм может быть в принципе связано с влиянием хвоста ядерного потенциала, действующего между кластерами — продуктами α -распада. Расчет для ядра ^{238}U на основе современной модели ядерного потенциала [8] показывает, что проницаемость потенциального барьера, включающего ядерный потенциал, равна проницаемости кулоновского потенциального барьера, если в последнем случае увеличить R_c (см. формулу (1)) на $\Delta R_c = 1.05$ Фм. Кроме того, теоретические спектроскопические факторы W , как известно, весьма зависят от деталей ядерной динамики. Учитывая эти обстоятельства, вопрос об отличии для α -частицы отношения m_e/m от единицы, по-видимому, надо считать открытым. Полученное в настоящем анализе значение отношения $m_e/m \approx 0.9$ следует рассматривать как уверенную нижнюю границу для α -частицы. Этот вывод не согласуется с гипотезами, предполагающими сильное

неравенство $m_e \ll m$ для легчайших туннелирующих ядер [1].

Литература

1. Rabinowitz M., Worledge D.H. // Fusion Technology. 1990. 17, No. 2. P. 344.
2. Голашвили Т.В., Чечев В.П., Лбов А.А. Справочник нуклидов. М.: ЦНИИАтоминформ, 1995.
3. Erma V.A. // Phys. Rev. 1957. 105, No. 6. P. 1784.
4. Горячев Б.И., Литькова Н.В. // Ядерная физика. 1999. 62, № 11. С. 1942.
5. Preston M.A., Bhaduri R.K. Structure of the Nucleus. Addison-Wesley, Reading, MA, 1975.
6. Чувильский Ю.М. Кластерная радиоактивность. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1997.
7. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. 44, №9. С. 1955.
8. Blendowske R., Walliser H. // Phys. Rev. Lett. 1988. 61, No. 17. P. 1930.

Поступила в редакцию
08.09.99

УДК 537.534.74; 537.533.74

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО КОГЕРЕНТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

В. В. Балашов, И. В. Бодренко

(НИИЯФ)

E-mail: balvse@anna19.npi.msu.su

В рамках формализма матрицы плотности исследуется выход и угловое распределение характеристического излучения каналированных ионов в условиях резонансного когерентного возбуждения. Расчеты выполнены для случая (2, 2)-резонанса при плоскостном (100) каналировании ионов N^{6+} с энергией $21 \div 23.5$ МэВ в монокристалле золота.

Введение

Специфическая резонансная зависимость выхода характеристического электромагнитного излучения каналированных ионов от их начальной энергии [1] явилась первым подтверждением предсказанного В.В. Огороковым в 1965 г. [2, 3] эффекта резонансного когерентного возбуждения ионов (РКВ) при их прохождении через ориентированный монокристалл. Последующие эксперименты группы Ш. Датца [4–7], где эффект Огорокова наблюдался другим способом — по перезарядке каналированных многозарядных ионов, дали более детальное представление о механизме РКВ и способствовали его планомерным теоретическим исследованиям [8–10]. В последнее время в связи со все более интенсивным изучением различных процессов взаимодействия быстрых многозарядных ионов с веществом снова возник интерес к первоначальной схеме наблюдения процесса РКВ — по характеристическому излучению [11–13]. Особую ценность представляют такие эксперименты, которые дают возможность сопоставить резонансную энергетическую зависимость фракции выживания каналированных ионов с соответствующей энергетической зависимостью выхода их характеристического электромагнитного излучения. В работе [12] была замечена угловая анизотропия этого излучения. В дальнейшем природе этого явления было посвящено несколько теоретических работ, однако вопрос о способах его описания, равно как и о влиянии угловой анизотропии излучения на форму

соответствующих РКВ-резонансов, остается до настоящего времени открытым.

Наше рассмотрение основано на формализме матрицы плотности, позволяющем реализовать последовательный статистический квантовомеханический подход как к собственно механизму когерентного возбуждения ионов, так и к его связи с сопутствующими процессами. К этим процессам относятся тепловые колебания решетки кристалла, торможение ионов по мере прохождения через образец и срыв электрона с проходящего иона, эффект фазового сбоя за счет упругих столкновений иона с электронами среды, важный по причине производимого им ослабления когерентности возбуждения. Используя опыт применения аппарата матрицы плотности для рассмотрения других вопросов в ядерной и атомной физике [14], мы прослеживаем влияние всех этих факторов на кривую выхода характеристического излучения ионов и его угловое распределение, вводя статистические тензоры возбужденных состояний ионов по выходе из мишени, которые рассчитываем исходя из динамики рассматриваемого процесса. В настоящей работе мы ограничиваемся процессом РКВ для водородоподобных ионов, при этом все количественные расчеты выполнены для случая плоскостного каналирования в условиях, соответствующих работе [5]: каналирование ионов азота N^{6+} с энергией $E = 21 \div 23.5$ МэВ в плоскости (100) монокристалла золота. Предварительные результаты были представлены в работе [15].