

УДК 539.173

ВРЕМЯ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО ЯДРА ^{238}Np

О. В. Груша, Ю. В. Меликов, С. Ю. Платонов, А. Ф. Тулинов, О. А. Юминов

Учет оболочечных поправок к потенциальной энергии атомного ядра, вычисляемой в модели жидкой капли, приводит к появлению второго глубокого минимума в энергетической поверхности ядра при больших деформациях тяжелых ядер и, соответственно, приводит к сложной двугорбой структуре барьера деления [1]. Существование второго глубокого минимума в потенциальной энергии ядра объясняет природу спонтанно делящихся изомеров, резонансных эффектов при подбарьерном делении и других явлений [2]. В рамках двугорбой модели барьера деления спонтанно делящиеся изомеры есть не что иное, как основные состояния во второй потенциальной яме, а структура подбарьерных резонансов прямым образом связана со структурой возбужденных состояний второй ямы, поскольку проницаемость барьеров деления резко возрастает при совпадении энергии ядра с энергией возбужденного состояния второй потенциальной ямы.

При делении высоковозбужденных ядер, когда проницаемость барьера деления близка к единице, интегральные по времени характеристики реакции, такие, как сечения, угловые распределения и др., нечувствительны к структуре возбужденных состояний второй потенциальной ямы, тогда как длительность реакции деления непосредственно связана с временем жизни возбужденных состояний второй ямы [3]. В связи с этим измерение длительности реакции деления тяжелых ядер может дать уникальную информацию о структуре высоковозбужденных состояний сильно деформированных ядер.

В настоящей работе методом, основанным на эффекте теней, исследовано время протекания реакции деления возбужденного ядра ^{238}Np , образующегося путем слияния дейтрона с ядром ^{238}U и последующей эмиссии двух нейтронов. В качестве мишени использовался монокристалл UO_2 . Выбор реакции был продиктован наличием у изотопов Np достаточно глубокой второй потенциальной ямы и равных высот обоих барьеров деления [4]. При этих условиях экспериментальное обнаружение эффектов, связанных со сложной структурой барьера деления, является наиболее благоприятным.

Эксперимент проводился при энергиях бомбардирующих дейтронов в диапазоне от 12,5 до 15,5 МэВ по схеме, изложенной в работе [5]. Дейтроны ускорялись на циклотроне НИИЯФ МГУ. Регистрация угловых распределений осколков деления производилась стеклянными трековыми детекторами в окрестностях двух кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$, составляющих углы 10° и 60° с обратным направлением импульса налетающих дейтронов. Информация о времени протекания реакции деления извлекалась из значения разности $\Delta\chi_{\min}$ — относительного выхода осколков в минимуме рабочей тени (т. е. тени, подверженной эффекту конечного времени жизни) и эталонной тени (т. е. тени без эффекта конечного времени жизни). Для получения значения $\chi_{\min}^{\text{этал}}$ эталонной тени был проведен эксперимент по делению ^{238}U α -частицами с энергией 29,6 МэВ [5]. Зависимости $\Delta\chi(10^\circ) = \chi_{\min}(10^\circ) - \chi_{\min}^{\text{этал}}$ и $\Delta\chi(60^\circ) = \chi_{\min}(60^\circ) - \chi_{\min}^{\text{этал}}$ от энергии дейтронов, представленные на

рис. 1, анализировались в рамках статистической теории ядерных реакций по методу, изложенному в работе [5], без учета времени жизни возбужденных состояний второй потенциальной ямы. Проведенный анализ реакции $^{238}\text{U}(d, f)$ показал, что в диапазоне используемых в эксперименте энергий дейтронов деление испытывают три ядра: ^{240}Np , ^{239}Np и ^{238}Np , вклады которых в наблюдаемый эффект представлены на рис. 1. Ядра ^{239}Np и тем более ядра ^{240}Np имеют энергию возбуждения более 13 МэВ. Время жизни столь высоковозбужденных ядер, как следует из результатов расчета (см. рис. 1), лежит за пре-

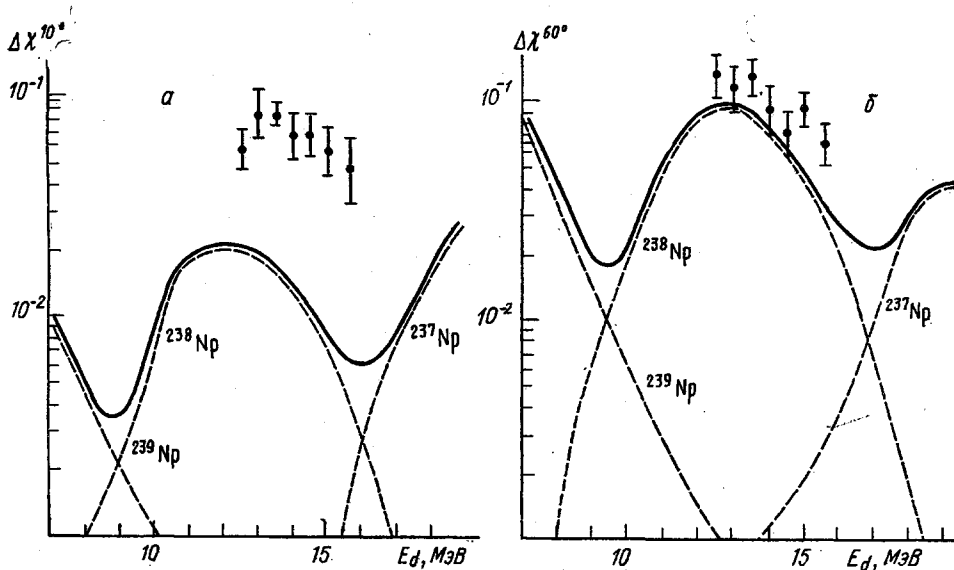


Рис. 1. Зависимости параметра $\Delta\chi$ от энергии налетающих дейтронов для углов 10° (а) и 60° (б). Точки — экспериментальные значения, кривые — результат расчета, выполненного в рамках статистической теории ядерных реакций без учета времени жизни возбужденных состояний во второй потенциальной яме, пунктир — вклады делящихся ядер — компонент нейтронно-эмиссионного каскада

делами чувствительности метода. Следует отметить, что при бомбардировке ядер урана дейтронами наряду с образованием составного ядра в результате слияния налетающей частицы с ядром-мишенью возможен процесс прямого взаимодействия — реакция «срыва» $^{238}\text{U}(d, p)^{239}\text{U}$. Однако доля осколков деления ядра ^{239}U , как показывают наши оценки, не превосходит 2% от общего выхода осколков, и вкладом этого ядра в наблюдаемый эффект конечного времени жизни можно пренебречь. Исходя из сказанного выше наблюдаемый в эксперименте эффект конечного времени жизни был отнесен за счет деления возбужденного дочернего ядра ^{238}Np .

Заметим, однако, что удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных данных достигается лишь для $\Delta\chi(60^\circ)$. Для $\Delta\chi(10^\circ)$ наблюдаются значительные расхождения между теорией и экспериментом. С целью объяснения указанных расхождений был осуществлен анализ динамики процесса деления возбужденного ядра ^{238}Np в рамках модели двугорбого барьера деления с учетом времени жизни возбужденных состояний во второй потенциальной яме.

Выделим два наиболее длительных по времени этапа в эволюции делящегося ядра. Первый этап — образование и распад возбужденных состояний ядра при равновесной деформации (рис. 2). Возбужденное состояние в первой потенциальной яме может распасться путем испускания частицы (например, нейтрона, γ -кванта) или перейти через внутренний барьер в состояние с деформацией второй потенциальной ямы. На втором этапе ядро, оказавшееся в возбужденном состоянии второй потенциальной ямы, может испытать следующие изменения:

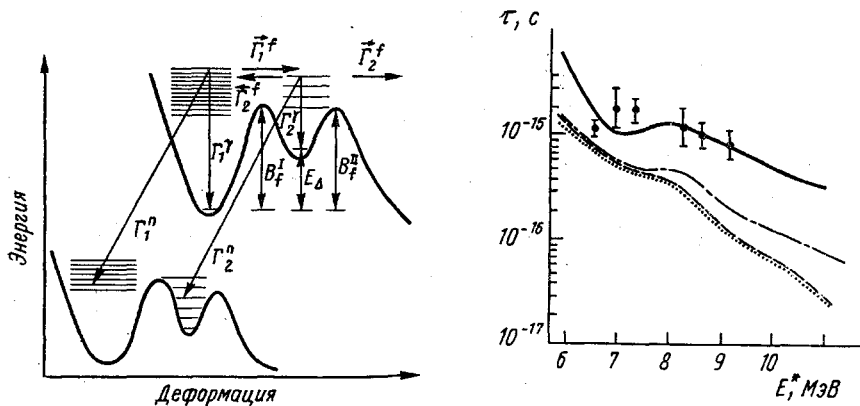


Рис. 2. Схема заселения и распада состояний в первой (I) и второй (II) потенциальных ямах

Рис. 3. Зависимость длительности распада ядра ^{238}Np от энергии возбуждения. Точки — экспериментальные значения. Кривые — результат расчета длительности деления с учетом времени жизни возбужденных состояний во второй потенциальной яме: --- — $a_{1c}=a_{1f}=a_{2c}=a_{2f}=27,47$ МэВ $^{-1}$; ... — $a_{1c}=27,47$ МэВ $^{-1}$ и $a_f=31,6$ МэВ, $\tau_{11}=0$; — — — — $a_{1c}=27,47$ МэВ $^{-1}$, $a_{1f}=a_{2f}=31,6$ МэВ $^{-1}$, $a_{2c}=39,6$ МэВ. Штрих-пунктир — расчет средней длительности распада ядра по нейтронному каналу с параметрами плотности возбужденных состояний ядра, как и в случае сплошной кривой

распад с испусканием частицы (например, нейтрона, γ -кванта), переход через внутренний барьер нерадикационным образом в состояние с равновесной деформацией; переход через внешний барьер, что означает деление.

Обозначим $n_1(t)$ и $n_2(t)$ заселенности состояний в первой и во второй ямах соответственно. Для произвольного момента времени $t \geq 0$ заселенности состояний в первой и второй ямах будут определяться уравнениями

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -\Gamma_1 n_1(t) + \bar{\Gamma}_2 n_2(t), \quad (1)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = -\Gamma_2 n_2(t) + \bar{\Gamma}_1 n_1(t), \quad (2)$$

где Γ_1, Γ_2 — полные ширины распада состояний в первой и второй ямах соответственно, $\bar{\Gamma}_1, \bar{\Gamma}_2$ — парциальные ширины внутренних нерадикационных переходов из одной потенциальной ямы в другую [6]. (Полагаем $\hbar=1$.) Предположим, что в момент времени $t=0$ $n_1=1$ и $n_2=0$. Тогда решение (1), (2) есть

$$n_1(t) = -\frac{S_2 + \Gamma_1}{S_1 - S_2} \exp(S_1 t) + \frac{S_1 + \Gamma_1}{S_1 - S_2} \exp(S_2 t),$$

$$n_2(t) = \frac{\vec{\Gamma}_1}{S_1 - S_2} [\exp(S_1 t) - \exp(S_2 t)],$$

где

$$S_{1,2} = -(1/2) \{ (\Gamma_1 + \Gamma_2) \pm [(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2 - 4(\Gamma_1 \Gamma_2 - \vec{\Gamma}_1 \vec{\Gamma}_2)]^{1/2} \}.$$

Очевидно, число делений в единицу времени

$$\frac{dn_f(t)}{dt} = \vec{\Gamma}_2 n_2(t), \quad (3)$$

и число распадов по любому другому каналу

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \Gamma_{1i} n_1(t) + \Gamma_{2i} n_2(t). \quad (4)$$

Следствиями двугорбой структуры барьеров, как вытекает из (3) и (4), является, во-первых, неэкспоненциальная зависимость выхода продуктов распада возбужденных ядер; во-вторых, несовпадение средней длительности процесса деления

$$\tau_f = \int_0^{\infty} t \frac{dn_f}{dt} dt = \frac{1}{(-S_1)} + \frac{1}{(-S_2)} \quad (5)$$

со средней длительностью распада по любому другому каналу

$$\tau_i = \int_0^{\infty} t \frac{dn_i}{dt} dt = \frac{S_2^2(S_2 - \Gamma_1) + S_1^2(\Gamma_1 - S_1)}{S_1 S_2 (S_2 - S_1)(S_2 + S_1 - \Gamma_1)}. \quad (6)$$

В приближении $\vec{\Gamma}_2 > \vec{\Gamma}_1$ — слабой связи возбужденных состояний двух потенциальных ям

$$\tau_f = 1/\Gamma_1 + 1/\Gamma_2, \quad \tau_i = 1/\Gamma_1, \quad (7)$$

т. е. среднее время задержки в реакции деления является суммой средних времен жизни возбужденных состояний первой и второй потенциальных ям ($\tau_f + \tau_{ff}$).

Оценка Γ -ширин при расчете длительности реакций деления и испарения нейтронов согласно (5) и (6) выполнена с использованием плотности возбужденных состояний ядра в модели ферми-газа. При этом параметр плотности состояний a_{1c} взят из [7], а значение параметра плотности состояний в седловых точках $a_f = 1,15 a_{1c}$ определено из условия наилучшего описания экспериментальных данных по делимости ядра ^{238}Np . Параметр плотности уровней во второй потенциальной яме a_{2c} предполагается свободным и варьируется с целью описания экспериментальных данных.

Результаты расчета длительности деления ядра ^{238}Np как с учетом, так и без учета задержки во второй потенциальной яме и экспериментальные значения времени жизни ядра ^{238}Np , определенные с помощью соотношений перехода [8] из значения параметра Δx , представлены на рис. 3. Наилучшее описание экспериментальных данных по времени деления ^{238}Np достигнуто при значении $a_{2c} = 1,44 a_{1c} = 39,6 \text{ МэВ}^{-1}$. Отличие значения a_{2c} от a_{1c} и a_f может быть связано с зависимостью средней плотности одночастичных состояний вблизи энергии Ферми от величины деформации ядра и от энергии возбуждения.

В заключение подчеркнем основные результаты данной работы. Учет времени жизни возбужденных состояний во второй потенциаль-

ной яме позволяет описать экспериментальные данные по длительности деления ^{238}Np . Существование двух классов долгоживущих возбужденных состояний тяжелых ядер приводит к неэкспоненциальному закону их распада. Следует особо отметить, что экспериментальное определение времени протекания реакции деления позволяет изучать характеристики сильно деформированных возбужденных состояний тяжелых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Strutinsky V. M. Nucl. Phys., 1967, A95, p. 420. [2] Strutinsky V. M., Pauli H. C. Proc. IAEA Symp. Phys. Chem. of Fission. Vienna, 1969, p. 155. [3] Юминов О. А. Тр. Всесоюз. совещ. по физ. взаимодействия заряж. частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 68. [4] Bjørnholm S., Lynn J. E. Rev. Mod. Phys., 1980, 53, N 4, p. 384. [5] Grusha O. V. et al. Nucl. Phys., 1984, A429, p. 313. [6] Strutinsky V. M., Bjørnholm S. Ibid., 1969, A136, p. 1. [7] Gilbert A., Cameron A. E. W. Canad. J. Phys., 1965, 43, p. 1450. [8] Воротников П. Е. и др. Ядерная физика, 1982, 36, с. 1074.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.172.12

ПРОТОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ ^{53}Cr ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Е. А. Романовский

В настоящее время достигнут прогресс в развитии микроскопической теории оптического потенциала (ОП) и в описании взаимодействия тяжелых ионов с атомными ядрами. Для проверки справедливости этой теории и вычислений ядро-ядерных потенциалов в рамках так называемой «модели свертки» необходимы данные о параметрах нуклонных ОП в широком интервале энергий. Известно, что для описания рассеяния протонов с $E_p > 10$ МэВ ядрами с $A > 40$ по оптической модели (ОМ) используются параметры ОП [1], найденные из анализа данных по сечениям упругого рассеяния и поляризации при $E_p \sim 20-40$ МэВ. Для их применения при $E_p < 20$ МэВ требуется проведение дополнительных исследований, программа которых сформулирована в [2].

Настоящая работа посвящена анализу данных по рассеянию и поляризации протонов низких и средних энергий ядрами ^{53}Cr . Для нахождения параметров ОП нами сопоставлялись экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния и поляризации, а также полные сечения реакций с вычисленными по ОМ с параметрами следующего вида [1]:

$$V(r) = V_C(R_C) + V_R f(x_0) + i4a_D W_D \frac{d}{dr} f(x_D) + V_{s0} \frac{\sigma_1}{r} \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{d}{dr} f(x_{s0}),$$

где $V_C(R_C)$ — кулоновский потенциал,

$$f(x_i) = (1 + \exp x_i)^{-1}; \quad x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i; \quad R_C = r_C A^{1/3},$$

$$V_R = V_0 - \beta E_p + 0,4Z/A^{1/3} + V_1 \frac{N-Z}{A}.$$

Согласно [1], $V_0 = 54,0$; $W_D = 11,8 - 0,25 E_p + 12(N-Z)/A$; $V_{s0} = 6,2$; $V_1 =$