сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P15-88-386

Н.А.Гундорин, А.Дука-Зойоми, Я.Климан,
Й.Криштиак

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕЛЕНИЯ ^{235}U РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ О ФРАГМЕНТАЦИИ ЗАРЯДА И МАССЫ ОСКОЛКОВ

1988

Наиболее интересной и наименее изученной является та часть процесса деления, на которую приходится формирование осколков. Динамика перераспределения энергии ядра между ее различными формами в значительной степени определяет распределение протонов и нейтронов между осколками. Экспериментальные данные о таком распределении могут быть использованы для количественных оценок динамических характеристик и проверки модельных представлений о делении.

Ранее, при изучении фрагментации заряда и массы осколков деления ^{235}U резонансными нейтронами [1], авторы настоящей работы получили дополнительные сведения о дисперсии изобарического распределения σ_z^2 и величинах четно-нечетного протонного и нейтронного эффектов. Эти сведения наряду с литературными данными положены в основу рассмотрения динамических характеристик деления с привлечением существующих моделей.

ИЗОБАРИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

При изучении дисперсии изобарического распределения, характеризующего моду уравновешивания количества нейтронов и протонов, в процессе фрагментации находим причину отклонения заряда осколка от его более вероятного значения, связанного с максимальным выделением энергии, что и наблюдается в повышенном независимом выходе. Из экспериментальных данных известно [1,2], что для разных делительных систем в широком диапазоне энергий возбуждения не наблюдается в значениях σ_z^2 сильной зависимости. Следовательно, можно предположить, что причиной флуктуации заряда может оказаться универсальный физический механизм, не включающий в себя установление термодинамического равновесия.

Модель "точки разрыва" [3] приобрела в последнее время широкую популярность при анализе некоторых аспектов процесса деления.

Характеристики выходных каналов (выход осколков, их кинетическая энергия, число нейтронов деления) в этой модели зависят, в основном, от плотности состояний при разрыве делящегося ядра. Предполагается, что статистическое равновесие между коллективными степенями свободы (деформация, относительное движение осколков) и внутренними степенями свободы (распределение одночастичных состояний) достигается только частично. Для описания такого распределения степеней свободы и их слабой взаимной связи в модели определены две температуры — коллективная T_{col} и внутренняя τ_i. Далее предполагается, что зависимость плотности коллективных состояний ρ_{col} от полной энергии системы E_T можно выразить в форме:

$$\rho_{col} = \exp(-E_T / T_{col}) , \tag{1}$$

где полная энергия является суммой коллективной энергии жидкой капли V_{LD}, оболочечных и парных поправок в отдельных осколках, между которыми учитываются кулоновское и ядерное взаимодействия. Из полной энергии E_T можно выделить потенциал $V(\beta_i)$, связанный с параметрами процесса деления.

Относительный выход пары осколков с массами A_1, A_2 выражается отношением

$$P(A_1, A_2) = \int_0^{\beta_1} \dots \int_0^{\beta_k} \exp(-V(\beta_i)/T_{col})\, d\beta_1 \dots d\beta_k , \tag{2}$$

где β_k — набор коллективных переменных.

Как вытекает из выражения для потенциальной энергии жидкой капли [3], зависимость потенциала V_{LD} от заряда осколка Z при фиксированной асимметрии масс осколков A_1/A_2 можно выразить в виде параболы:

$$V_{LD} = \frac{1}{2} k_z (Z - Z_p)^2 , \tag{3}$$

где Z_p — наиболее вероятный заряд осколка. Величину k_z — коэффициент жесткости — можно представить в форме [4]:

$$k_z = 2a_c \left(\frac{1}{A_1^{1/3}} + \frac{1}{A_2^{1/3}}\right) + 4a_{SYM}\left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2}\right) - \frac{2e^2}{R^2} , \tag{4}$$

где постоянные a_c, a_{SYM} и $2e^2/R^2$ взяты из массовой формулы [5]. Надо заметить, что в формулу не включены одночастичные поправки. Это обстоятельство можно в какой-то мере оправдать тем, что основной вклад вносят кулоновская энергия и изоспиновая часть формулы жидкой капли.

Средняя жесткость, вычисленная по формуле (4), для средних масс 96 и 140 легкой и тяжелой групп, соответственно, составляет $k_z = 3{,}71$ МэВ/z^2. Путем сравнения уравнений (1) и (2) с описывающим изобарическое распределение

$$Y(A, Z) = Y_0\, e^{-\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma_z^2 + 1/12)}} \tag{5}$$

получим равенство:

$$e^{-\frac{V}{T_{col}}} = e^{-\frac{k_z (Z - Z_p)^2}{2T_{col}}} = e^{-\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma_z^2 + 1/12)}} , \tag{6}$$

из которого при значении величины $\sigma_z^2 = 0{,}42$ получим коллективную температуру $T_{col} = 1{,}56$ МэВ. Ее значение оказывается достаточно высоким, чтобы не предполагать статистическое равновесие между коллективными и внутренними степенями свободы при возникновении флуктуации зарядового распределения.

Следующим представлением, позволяющим рассмотреть дисперсию изобарического распределения — моду уравновешивания N/Z — является эффект движения заряда в потенциальной яме. Из уравнения (3) следует, что потенциальная яма имеет параболическую форму, в которой минимум потенциальной энергии и максимальный выход (5) имеют осколки, ядерный заряд которых оказывается тождественным с более вероятным зарядом. При этом, как следует из уравнения (3), для фиксированной асимметрии масс осколков A_1/A_2 происходит минимализация потенциала V_{LD}, тогда как отношение N/Z для осколков будет тем же, что и для делящегося ядра.

Авторы работы [4] показали, что движение заряда в параболическом потенциале можно изучать при помощи гармонического осциллятора. В этом случае величину изобарической дисперсии σ_z^2 можно представить в виде:

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{k_z}\left(\frac{\hbar\omega_z}{2} + \frac{\hbar\omega_z}{\exp(\hbar\omega_z/\tau_i) - 1}\right) , \tag{7}$$

где ω_z — коллективная частота, τ_i — внутренняя температура. Зависимость (7) можно рассматривать при двух крайних условиях:

1) в случае, когда потеря энергии на внутреннее возбуждение τ_i будет превышать энергию фонона $\tau_i \gg \hbar\omega_z$. Из уравнения (7) следует, что дисперсия σ_z^2 будет нарастать с ростом τ_i, что не наблюдается в экспериментальных результатах;

2) в случае, когда $\hbar\omega_z \gg \tau_i$, уравнение (7) приобретает форму:

$$\sigma_z^2 = \frac{\hbar\omega_z}{2k_z} , \tag{8}$$

независимую от энергии возбуждения, где среднюю энергию системы можно выразить как:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2}\hbar\omega_z , \tag{9}$$

что соответствует средней энергии гармонического осциллятора в его основном состоянии и, следовательно, дисперсия σ_z^2, которая при этом наблюдается, отвечает нулевой квантовой флуктуации заряда, не зависящей от энергии возбуждения ядра.

При рассмотрении динамики деления реального ядра должен быть также учтен момент инерции ядра, имеющего на предразрывной стадии гантелеобразную форму. Для составляющей момента инерции M_z такого ядра с учетом гидродинамического тока идеальной ядерной жидкости через цилиндрическую шейку с диаметром r и длиной z авторы работы [6] получили, что:

$$M_z = \frac{4}{3}\pi \cdot \frac{m \cdot (z+2r)}{\rho \cdot r^2} \cdot \frac{A^2}{Z \cdot N}, \qquad (10)$$

где ρ — ядерная плотность, равная 0,145 фм$^{-3}$; m — масса нуклона, ${}^{A}_{Z}X_N$ — делящееся ядро.

С учетом момента инерции формула (8) приобретает форму:

$$\sigma_z^2 = \frac{\hbar}{2k_z} \cdot \left(\frac{k_z}{M_z}\right)^{1/2}. \qquad (11)$$

С применением $k_z = 3{,}36$ МэВ/z^2 [7] получим для ядра ${}^{236}U$ следующие выражения для характерной частоты ω_z, дисперсии изобарического распределения σ_z^2 и энергии фонона, управляющего уравновешиванием отношения N/Z:

$$\omega_z = 0{,}512 \cdot 10^{22} \frac{r}{(z+2r)^{1/2}},$$

$$\sigma_z^2 = 0{,}501 \cdot \frac{r}{(z+2r)^{1/2}}, \qquad (12)$$

$$E = 3{,}376 \cdot \frac{r}{(z+2r)^{1/2}}.$$

Авторы работы [2] из анализа кинетической энергии и деформации осколков оценили, что при среднем расстоянии между центрами осколков 17 фм длина шейки z деформированного ядра при разрыве должна составлять в среднем 2,1 фм.

С применением величины $\sigma_z^2 = 0{,}42$, определенной в эксперименте [1], получаем из уравнений (12) диаметр шейки в точке разрыва 2,1 фм, что находится в согласии с оценками, полученными из теоретических расчетов [7,8], где приводится величина 2 фм.

Характерная частота гармонического осциллятора тогда составит $\omega_z = 4{,}3 \cdot 10^{21}$ с$^{-1}$, энергия фонона $E = 2{,}83$ МэВ. Уравнение (12) позволяет также оценить время, необходимое для разделения заряда на два осколка. В предположении, что шейка сужается линейно со скоростью v, в первом приближении можно записать, что $\dot{\omega}_z = 1{,}02 \cdot r \cdot \Delta t$, когда время отсчитывается в единицах 10^{-21} с.

С выполнением условия, при котором любые изменения должны происходить быстрее длины периода гармонического осциллятора $T(d\omega/dt) \leq \omega$, и с применением уравнений (12), получим неравенство

$$\frac{2\pi}{1{,}02} \leq v \cdot \Delta t^2. \qquad (13)$$

При линейном изменении радиуса шейки r с 5,7 фм на 2,1 фм между вторым барьером и точкой разрыва, происходящем со скоростью $v = 2{,}1$ фм/10^{-21} с, нижняя оценка продолжительности процесса уравновешивания N/Z степеней свободы составляет $\Delta t \leq 1{,}7 \cdot 10^{-21}$ с.

Надо отметить, что оценка времени, необходимого для прохождения ядра от второго барьера до его разрыва, полученная из динамических расчетов [8,9,10], дает при учете двухтельной вязкости $2{,}6 \cdot 10^{-21}$ с, при однотельной диссипации нуклонов через стенку ядра — $13 \cdot 10^{-21}$ с, а при таком же механизме, но с учетом трения двух тел — $8{,}4 \cdot 10^{-21}$ с. Эти величины не противоречат оценке времени, необходимого для установления изобарической дисперсии, наблюдаемой в эксперименте. Показанное время, по-видимому, оказывается заниженным, поскольку в оценке не учтено трение ядерной материи.

В процессе быстрого изменения деформации ядра, связанного одновременно с таким же быстрым передвижением нуклонов, возникает в делящемся ядре так называемая предкинетическая энергия, которая вместе с кинетической энергией, возникающей при кулоновском взаимодействии двух осколков, дает кинетическую энергию, наблюдаемую в эксперименте.

Оцененная величина скорости изменения деформации $v = 2{,}1$ фм/10^{-21} с дает для ${}^{236}U$ значение предкинетической энергии $E_{PRESC} = 5{,}4$ МэВ. Оценки ее величины, полученные в теоретических расчетах, расходятся между собой [10,12,14], причем верхняя оценка достигает 50 МэВ, что, по-видимому, можно считать не реалистичным.

Кажется (хотя в настоящее время для таких рассуждений нет глубокого теоретического обоснования), что степень свободы уравновешивания отношения N/Z может быть связана с механизмом изовекторного дипольного гигантского резонанса (E1) в сильно деформированном сложном ядре. В таком случае происходит вырождение гигантского резонанса на две компоненты. Одна из них, ($m = \pm 1$), связанная с поперечным движением относительно оси деформации, в котором энергия фонона нарастает с ростом деформации, связана с поперечными колебаниями (огибающие колебания, вибрации поверхности, коллективная ротация осколков), участвующими в формировании первичного среднеквадратичного углового момента осколков [15]. Вторая компонента $(m = 0)$, связанная с продольным движением, при котором энергия фонона спадает с нарастанием деформации, может отвечать за процесс уравновешивания моды E1.

Экспериментальные результаты, полученные при исследовании реакций глубоконеупругих передач с тяжелыми ионами [4,16], также показывают на быстрое уравновешивание E1 коллективной моды или отношения N/Z, время которого оценивают $\leq 10^{-21}$ с, в согласии с оценкой, полученной из изобарического распределения осколков деления. Эта величина на два порядка превышает [4] время испарения нейтронов, связанное со степенью свободы масс — асимметрии, что, по-видимому, может осуществляться тогда, когда обмен зарядом происходит без транспорта массы.

ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫЙ ЭФФЕКТ

Существенные сведения о динамике деления, а именно, о внутренней энергии делящегося ядра в области "точки разрыва", несет величина четно-нечетного протонного и нейтронного эффектов. При их анализе возникает вопрос: на какой стадии движения сложного ядра между вторым барьером и точкой разрыва происходит разрыв пар нуклонов и какая энергия на это требуется? Такую информацию можно получить из анализа величины четно-нечетного эффекта в выходе осколков, определенного в эксперименте [1] $\delta_p = (35{,}7 \pm 2{,}1)\%$ и $\delta_n = (6{,}8 \pm \pm 5{,}2)\%$, с применением модельных представлений. Надо отметить, что в настоящее время не существует теоретической модели, которая бы охватывала всю совокупность вопросов, возникающих при изучении процесса деления. В этом процессе можно выделить три этапа на пути ядра к точке разрыва.

При рассмотрении такого процесса над вторым барьером можно применить комбинаторную [17,18] и двухцентровую [19] модели.

В области спуска компаунд-ядра из второго барьера к точке разрыва дополнительные сведения дают модель ферми-газа с зависящей от температуры энергией спаривания [20], микро-макроскопическая [21] и комбинаторная [17,18] модели. Последняя, по мнению ее авторов, работает и на поздней стадии движения — в области разрыва. Кроме нее, можно на этом этапе процесса применить также модель точки разрыва [3,22].

В комбинаторной модели [15] четно-нечетный эффект δ получается из решения системы бинамиальных уравнений

$$\delta_p = (1 - 2pq\epsilon)^N,$$

$$\delta_n = [1 - 2pq(1-\epsilon)]^N, \tag{14}$$

$$\delta_A = (1 - 2pq)^N,$$

где индексы p и n обозначают разрыв протонных или нейтронных пар, δ_A — величину четно-нечетного эффекта, наблюдаемую в массовом распределении выходов осколков деления. В уравнениях (14) N обозначает максимальное количество разорванных пар, q — вероятность разрыва пары, ϵ — вероятность того, что разорвется протонная пара, p — вероятность того, что нуклоны из разорванной пары будут находиться в двух разных осколках.

По рекомендации автора модели [15] в расчетах применяется величина $\epsilon = 0{,}37$. В целях дальнейшего анализа величин δ можно уравнения (14) привести к следующей форме:

$$q = \frac{1 - \sqrt[N]{\delta_n}}{2p(1-\epsilon)},$$

$$\sqrt[N]{\delta_p} = \frac{1-2\epsilon}{1-\epsilon} + \epsilon\,\frac{\sqrt[N]{\delta_n}}{1-\epsilon}, \tag{15}$$

удобной для графического решения с учетом коридора ошибок величины δ.

Из уравнений (15) вытекает сильная зависимость величин δ и q от значений модельной постоянной ϵ. Анализ величин четно-нечетного протонного δ_p и нейтронного δ_n эффектов проводился нами графическим решением уравнений (15) при граничном условии, что величина четно-нечетного эффекта масс находится в интервале $0 \leq \delta_A \leq 0{,}01$.

В результате анализа экспериментальных значений δ_p и δ_n определено, что при делении разрывается максимум $(1{,}15 \pm 0{,}09)$ протонной и $(2{,}0 \pm 0{,}4)$ нейтронных пар при вероятности разрыва $q = (0{,}74 \pm \pm 0{,}16)$, из чего следует, что 37% энергии возбуждения, необходимой на разрыв пар, связано с протонными и 63% — с нейтронными состояниями. Значения этих величин находятся в приемлемом согласии с результатами работ [17,21].

Среднее количество разорванных пар нуклонов $\bar{N}$ будет тогда составлять $\bar{N} = (N_p + N_n) \cdot q = (2{,}33 \pm 0{,}72)$, и энергия возбуждения, которая требуется для разрыва $\bar{N}$ пар, составит:

$$\bar{E} = \bar{N} \cdot 2\bar{\Delta} = 2{,}33 \cdot 1{,}58 = (3{,}7 \pm 1{,}1) \text{ МэВ}. \tag{16}$$

При вычислении использовалась средняя энергия спаривания Δ, определенная с помощью формул

$$\Delta_p = 7{,}55 A^{-1/3} [1 - 6{,}07 (N - Z)^2 / A^2],$$
$$\Delta_n = 7{,}36 A^{-1/3} [1 - 8{,}15 (N - Z)^2 / A^2], \qquad (17)$$

предложенных авторами работы [23] для ядер в их основном состоянии.

Надо отметить, что в данном случае оцененная энергия возбуждения оказывается только ее нижней границей, поскольку в оценке принято во внимание только 63% из легкой и 78% из тяжелой групп осколков. Однако применяемая в оценке и при разработке модели [17] энергия щели спаривания $\Delta_{n,p}$, характерная для ядер в их основном состоянии, по-видимому, не представляет ее реальную величину при спуске со второго барьера или на предразрывной стадии, когда энергия возбуждения увеличивается, и, следовательно, ширина щели сужается. При учете этих обстоятельств можно, по-видимому, заключить, что применение комбинаторной модели при анализе процесса разрыва пар нуклонов и, следовательно, рассмотрении процесса диссипации энергии при разрыве ядра оказывается весьма условным.

Анализ четно-нечетного эффекта можно также проводить в рамках модели "точки разрыва" [3,22], основные положения которой приведены в предыдущей части. В этой модели отношение (6) применяется при определении независимого выхода осколков деления. В случае, когда пара осколков будет четной по Z, ее энергия возбуждения будет занижена на энергию конденсации $2\bar{\Delta}$ по отношению к паре нечетных по Z осколков, где $\bar{\Delta}$ представляет величину энергетической щели. Тогда отношение суммарного количества четных (по Z или N) $\Sigma Y_ч$ к сумме всех нечетных $\Sigma Y_н$ осколков можно записать в форме:

$$\frac{\Sigma Y_ч}{\Sigma Y_н} = \frac{1 + \delta_{p,n}}{1 - \delta_{p,n}} = e^{\frac{2\Delta(\tau_i)}{T_{col}}}, \qquad (18)$$

где τ_i — внутренняя температура компаунд-ядра на предразрывной стадии; $\Delta(\tau_i)$ — энергия щели спаривания, зависящая от температуры; T_{col} — коллективная температура, которая была определена из параметров зарядовой дисперсии; δ — величина четно-нечетного эффекта.

Надо отметить, что уравнение (18) будет верным при условии, когда вкладом оболочечных поправок в потенциал $V(\beta_i)$ можно пренебречь. В данном случае, когда $\delta_p = 35{,}7\%$ и коллективная температура T_{col}, полученная из изобарической дисперсии, составляет 1,6 МэВ, получим $\Delta(\tau_i)_p = 0{,}60$ МэВ.

Как показали авторы работы [24], между величиной щели спаривания Δ и внутренней температурой τ_i существует универсальная зависимость, в которой величина щели при нулевой температуре $\Delta(0)_p = 0{,}86$ МэВ. С применением такой зависимости можно вычислить величину внутренней температуры протонов делящегося ядра, составляющую $\tau_{ip} = 0{,}47$ МэВ.

Поскольку в модели нейтроны и протоны считаются независимыми частицами (за исключением взаимной связи в капельной части потенциала), можно оценить и внутреннюю температуру для нейтронной части ядра. С применением $\Delta(0)_n = 0{,}72$ МэВ и $\delta_n = 6{,}8\%$ получим $\tau_{in} = 0{,}56$ МэВ.

Величины $\tau_{ip,n}$ позволяют оценить величину энергии возбуждения E_{exc} в окрестности точки разрыва с применением отношения $E_{exc} = a\tau_i^2$, где параметр плотности уровней $a = A(1 + 4A^{-1/3})/14{,}61$ [25]. Тогда при $\tau_i = 0{,}52$ МэВ получим среднюю величину энергии возбуждения на предразрывной стадии $E_{exc} = 5{,}7$ МэВ. Эта энергия состоит из двух частей: энергии диссипации E_{DIS} и энергии возбуждения компаунд-ядра над вторым барьером E_s, которую можно определить как разницу между энергией связи нейтрона B_n (6,54 МэВ) и высотой барьера V_{B2} (5,53 МэВ) [26]. Тогда для энергии диссипации получаем величину (4,7 ± 1,5) МэВ, что находится в согласии с $E_{DIS} = (5 \pm 2)$ МэВ [22], полученной из отношения симметричного к асимметричному выходу осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

Некоторые представления о физическом механизме, приводящем к повышению выхода четных (по сравнению с нечетными) осколков в низкоэнергетическом делении, можно получить в рамках парных взаимодействий при учете температурной зависимости. В таком случае четно-нечетный эффект можно объяснить разрывом нескольких пар частиц и увеличением возбуждения квазичастиц на предразрывной стадии, когда нарастает потенциальная энергия сложного ядра. Соответственно ее увеличению уменьшается энергия щели спаривания, что, следовательно, приводит к увеличению вероятности разрыва пар и уменьшению величины четно-нечетного эффекта. Такая зависимость наблюдается в эксперименте [27].

Авторы теоретической работы [20] исследовали процесс деления в точке разрыва и сравнили среднее число частиц N и квазичастиц $\hat{N}$ над энергией Ферми при одинаковой температуре. Значение величины четно-нечетного эффекта δ определялось из уравнения $\delta = 1 - f$, где f является отношением числа квазичастиц $\hat{N}$ к числу частиц N. С учетом того, что между величиной щели при нулевой температуре $\Delta(0)$ и критической температурой T_c существует зависимость [28] $\Delta(0)/T_c = 1{,}764$, с некоторым приближением можно записать:

$$f = \frac{\hat{N}}{N} = 2 / \left(1 + \exp \frac{\Delta(\tau_i)}{T_i}\right). \qquad (19)$$

Используя экспериментальные величины δ_p и δ_n, получим два уравнения, которые имеют решение при предположении справедливости универсальной зависимости $\Delta(\tau_i)$ от τ_i [24]. С применением уравнения (19) и определения $\delta = 1 - f$, можно записать:

$$\Delta(\tau_i) = T_i \ln \frac{1 + \delta_{p,n}}{1 - \delta_{p,n}} . \qquad (20)$$

При значении температуры протонов τ_{ip} = 0,46 МэВ получим энергию возбуждения делящегося ядра E_{exc} = 5,67 МэВ. В случае нейтронов, при τ_{in} = 0,44 МэВ, для энергии возбуждения получим E_{exc} = = 5,23 МэВ. Оценка средней величины энергии возбуждения будет составлять (5,45 ± 0,60) МэВ.

Можно показать, что определение величины $f = \hat{N}/N$ в работе[17] проведено не совсем корректно. Если переменную формулировать аналогично выражению (7) из работы[1], которое применяется при определении значения четно-нечетного эффекта, уравнение (19) приобретает форму:

$$f = \frac{2\hat{N}}{N + \hat{N}} , \qquad (21)$$

и уравнение (20) потом можно записать как:

$$\Delta(\tau_i) = T_i \ln \frac{1 + 3\delta_{p,n}}{1 - \delta_{p,n}} . \qquad (22)$$

Из его решения по аналогии с решением уравнения (20) получим для протонной системы (с τ_{ip} = 0,432 МэВ) энергию возбуждения E_{exc} = = 4,97 МэВ и для нейтронной системы (с τ_{in} = 0,440 МэВ) E_{exc} = = 5,16 МэВ.

Усредненная энергия возбуждения делящегося ядра в точке разрыва составит тогда 5,06 МэВ, средняя энергия диссипации — 4,10 МэВ.

Оценка внутренней энергии возбуждения τ_i, ширины щели спаривания $\Delta(\tau_i)_{p,n}$ и энергии возбуждения в точке разрыва E_{exc} приводится в таблице.

При сопоставлении в таблице величин, полученных из экспериментальных данных по четно-нечетному эффекту с применением различных модельных представлений, наблюдается приемлемое согласие. Из этого следует, что независимо от модельного подхода возникновение четно-нечетного эффекта можно объяснить при предположении, что разрыв пар происходит на самой последней, предразрывной стадии, когда величина внутренней энергии возбуждения компаунд-ядра ^{236}U составляет (5,9 ± 1,5) МэВ. Энергию диссипации можно охарактеризовать величиной E_{DISS} = (5,0 ± 1,5) МэВ.

При теоретическом исследовании влияния вязкости ядерной материи на динамику процесса деления авторами работы[10] была определена связь между энергией возбуждения и делимостью x в зависимости

Таблица

Модель	$\Delta(\tau_i)_p$, $\Delta(\tau_i)_n$ [МэВ]	$\tau_{i,p}$, $\tau_{i,n}$ [МэВ]	E_{exc} [МэВ]
Точки разрыва[20]	0,60	0,50	7,1 ± 0,6
	0,11	0,56	
ферми-газ[18]	0,35	0,46	5,5 ± 0,8
	0,06	0,44	
Модифицированный ферми-газ	0,32	0,43	5,1 ± 1,2
	0,06	0,44	
	Усредненные величины		5,9 ± 1,5

от вязкости μ (см. рис. 11 той же работы). Для ^{236}U с энергией возбуждения 6 МэВ получим из показанной зависимости коэффициент вязкости μ = 0,1 ТП (0,01 ТП = 10^{10} г·см$^{-1}$·с$^{-1}$ = 6·10^{-24} МэВ·с·фм$^{-3}$) = = 10^9 Па·с. Данное значение оказывается близким величине μ = (0,015 ± 0,005) ТП, которую авторы работы определили из полной кинетической энергии осколков ^{236}U .

Оценка величины энергии диссипации E_{DISS} = 5 МэВ дает и некоторые ограничения на развитие теоретических представлений. Теоретические расчеты с применением нестационарного среднего поля дают трехкратное завышение E_{DISS} . Микро-макроскопические расчеты[10,11] с однотельной диссипацией — пятикратное завышение, но с учетом диссипации, происходящей в двух телах (выделенных, но еще соединенных шейкой осколков), дает величину, близкую оцененной из экспериментальных данных.

Знание средней энергии $\bar{Q}$, выделенной в процессе деления, и полной кинетической энергии $\bar{E}_{KT}$ осколков деления позволяет определить энергию $E_f = \bar{Q} - E_{KT}$, которая состоит из энергии возбуждения E_{exc} и энергии деформации E_{DEF}. Сумма энергий $E_{exc} + E_{DEF}$, за исключением предделительной части кинетической энергии, освобождается при и после разрыва ядра в форме испарения нейтронов деления и эмиссии гамма-квантов.

Определение $\bar{Q}$ (для средних масс легкой и тяжелой групп осколков) с применением таблиц[30] и значение величины $\bar{E}_{KT}$, определенной в эксперименте[31], показывают на значение E_f = (22,6 ± 0,5) МэВ. С учетом того, что сумма полной энергии гамма-квантов $E_{\gamma T}$[32] и полной энергии нейтронов деления E_{nT}, определенной из величин их множественности ν /2/, энергии связи $\bar{B}_n$ /30/ и кинетической энергии нейтронов в системе центра масс /33/, дает величину 19,6 МэВ, энергию деформации можно оценить как $E_{DEF} = (13,6 \div 16,6)$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе значений дисперсии изобарического распределения выходов осколков деления и величин четно-нечетного протонного и нейтронного эффектов при делении ^{235}U низкоэнергетическими нейтронами оценены некоторые динамические характеристики компаунд-ядра ^{236}U на предразрывной стадии деления.

С применением статистической модели /3/ определено, что значение дисперсии σ_z^2, отвечающее за уравновешивание N/Z степеней свободы, соответствует коллективной температуре $T_{col} = 1,56$ МэВ. Ее высокое значение не показывает на возникновение статистического равновесия между коллективными и внутренними степенями свободы при возникновении флуктуации зарядового распределения.

При рассмотрении уравновешивания N/Z степеней свободы в рамках нулевых квантовых колебаний коллективной изовекторной моды с учетом инерции массы ядра оценена энергия фонона таких колебаний $E = 2,83$ МэВ и время уравновешивания моды $t \leq 1,7 \cdot 10^{-21}$ с. При условии линейной зависимости изменения деформации компаунд-ядра от времени, предкинетическая энергия осколков деления составляет $E_{PRESC} \simeq 5,4$ МэВ.

Рассмотрение физических причин, приводящих к разрыву пар нуклонов и, следовательно, к возникновению четно-нечетного эффекта в зарядовом и изотонном распределениях выхода осколков, показывает, что оценка энергии возбуждения, связанная с внутренними степенями свободы, составляет $E_{exc} \simeq (6,0 \pm 1,5)$ МэВ и, следовательно, энергия диссипации, связанная с трением и нагревом ядра при его быстро нарастающей деформации, составляет $E_{DISS} \simeq (5,0 \pm 1,8)$ МэВ. С учетом энергетического баланса энергия деформации оценена в $E_{DEF} \simeq (13,6 \div 16,6)$ МэВ. Оцененная величина энергии возбуждения согласуется с микроскопическими расчетами диссипации двух тел в предположении, что коэффициент вязкости составит $\mu = 1 \cdot 10^7$ Па с. Оценки даются как средние значения, поскольку их величины, полученные из трех разных моделей, показали слабую зависимость от примененной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Богдзель А.А. и др. Сообщение ОИЯИ Р15-88-385, Дубна, 1988.*
2. *Гангрский Ю.П., Далхсурэн Б., Марков Б.Н. Осколки деления ядер. М: Энергоатомиздат, 1986, с.52.*

3. *Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. – Phys. Rev., C14, 1976, p.1832.*
4. *Berlanger M. et al. – Z. für Phys., 1979, 291, p.133.*
5. *Green A.E., Engler N.A. – Phys. Rev., 1953, v.91, p.40.*
6. *Hernandez F.S. et al. – Nucl. Phys. A, 1981, 361, p.483.*
7. *Asghar M. – Z. für Phys. A, 1980, 296, p.79.*
8. *Brosa U., Grossmann S., Müller A. Proc. XVIth Intern. Symp. on Nucl. Phys. "Dynamics of Heavy-Ion Collisions", 1986, Gaussing, GDR, ed. R.Reif and R.Schmidt. ZfK-610, p.162. Academic der Wissenschaften DDR.*
9. *Davies K.T.R. et al. – Phys. Rev. C, 1977, 16, p.1890.*
10. *Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. – Phys. Rev. C, 1976, p.2385.*
11. *Nix J.R., Sierk A.J. Preprint Los Alamos, 1986, LA-UR-86-698.*
12. *Guet C. et al. – Nucl. Phys. A, 1979, 314, p.1.*
13. *Radi H.M.A. et al. – Phys. Rev. C, 1982, 26, p.2049.*
14. *Пик-Пичак Г.А. – ЯФ, 1984, 40, с.215.*
15. *Nix J.P., Swiatecki W.J. – Nucl. Phys., 1965, v.71, p.1.*
16. *Oganesian Yu.T., Lasarev Yu.A. In Treatise on Heavy-Ion Science, v.4, p.1; ed. Bromley D.A., Plenum Press, New York – London, 1985.*
17. *Nifenecker H. et al. Lecture Notes in Physics, v.159, p.47, Springer Verlag Berlin, 1982.*
18. *Montoga M. – J. de Phys., 1984, Coll.6-Supplement, p.407.*
19. *Saroha P.R., Gupta R.K. – Phys. Rev. C, 1984, 29, p.1101.*
20. *Matzouranis G., Nix J.R. – Phys. Rev. C, 1982, 25, p.918.*
21. *Schütte G. et al. – Z. für Phys. A, 1980, 297, p.289.*
22. *Qindler J.E. et al. – Lect. Notes in Phys., 1982, v.158, p.145, Springer Verlag Berlin.*
23. *Vogel P., Jonson B., Hansen P.G. – Phys. Lett. B, 1984, v.139, p.227.*
24. *Moretto L.G. – Phys. Lett. B, 1972, v.40, p.1.*
25. *Tõko J., Swiatecki W.J. – Nucl. Phys. A, 1981, 372, p.141.*
26. *Bjornholm S., Lynn J – Rev. of Mod. Phys., 1980, v.52, p.881.*
27. *Gönnenwein F., Bocquet J.P., Brissot R. – Proceedings of the XVIIth Symp. on Nucl. Phys., Qaussing, GDR, 1987, p.43.*
28. *Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 42.*
29. *Negele J.W. et al. – Phys. Rev. C, 1978, 17, p.1098.*
30. *Tuli J.K. – Nuclear Wallet Cards, 1985, U.S.Nuclear Data Network.*
31. *Geltenbom P., Gönnenwein F., Oed A. Proceedings of the International Conference "Nucl. Data for Basic and Applied Science", 1985, v.2, p.393. Santa Fe, USA.*
32. *Гундорин Н.А. и др. ОИЯИ, Р3-86-197, Дубна, 1986.*
33. *Bowman H.R. et al. – Phys. Rev., 1983, v.12q, p.2133.*

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1988 года.