

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-77

P7-97-77

Г.И.Косенко, Д.В.Ванин*, Г.Д.Адеев*

К РАСЧЕТУ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ПОСЛЕРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ
ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Омский государственный университет, Омск

1997

1. Введение

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования динамики деления, проведенные в последнее десятилетие, показали, что для понимания этого процесса очень важно знать множественности предразрывных и послеразрывных частиц (т.е. частиц, испущенных ядром до деления и из уже разделенных осколков, соответственно). Особое место среди этих частиц принадлежит нейтронам [1,2,3], так как заряженных частиц: протонов и α -частиц испускается значительно меньше. Наблюдающееся систематическое превышение множественности предразрывных нейтронов [1,2,3] относительно предсказаний статистической модели [4] для реакций слияния-деления, индуцированных тяжелыми ионами, является указанием на задержку деления. Такая задержка обусловлена, как сейчас принято считать [1,2,3], динамикой процесса деления, происходящего при наличии большой ядерной вязкости.

Множественности послеразрывных нейтронов являются характеристикой, непосредственно связанной с энергией возбуждения составной системы в момент разрыва и показывающей, как она распределяется между осколками. Проблема расчета множественности послеразрывных нейтронов как функции массы осколка $\nu_{post}(A)$ имеет долгую историю [5,6,7,8] и хорошо изучена для случая низкоэнергетического деления актинидов и, особенно, для спонтанного деления ^{252}Cf [5,6]. Оказалось, что зависимость $\nu_{post}(A)$, имеющая сложный пиллообразный характер, может быть достаточно хорошо описана лишь при аккуратном учете влияния оболочечных эффектов [8,9] на жесткость осколков и их затухание с ростом энергии возбуждения. При этом, как правило, используется статистическое описание испарения послеразрывных нейтронов в модели разделенных осколков [10,11,12,13]. В последние годы для описания зависимости $\nu_{post}(A)$ предложена модель случайного разрыва шейки [14,15,16], которая не предполагает установления статистического равновесия в момент разрыва. Используя недавно открытое свойство мультимо-

дальности деления тяжелых ядер (наличие у этих ядер нескольких разрывных конфигураций) [16], удается описать большую совокупность экспериментальных данных в рамках единого подхода. Анализ экспериментальной множественности нейтронов деления в реакциях с тяжелыми ионами, проведенный в [17], показал, что статистическая модель (с предположением о распределении энергии возбуждения осколков в момент разрыва пропорционально их массам) лучше воспроизводит экспериментальные данные, чем модель случайного разрыва шейки [15,16].

Целью данной работы являлось развитие модели самого последнего этапа деления - снятия возбуждения разделившихся осколков и вылет послеразрывных частиц. Новым элементом стало использование результатов расчетов [18] динамики спуска компаунд-ядра с барьера к точке разрыва для определения внутренней энергии возбуждения составной системы в момент разрыва. В рамках развитой модели были проведены расчеты множественности послеразрывных нейтронов как функции массы осколка $\nu_{post}(A)$ для хорошо изученной реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ при энергии α -частицы $E_{lab} = 45$ МэВ [19].

2. Модель

Идеи, положенные в основу расчетов $\nu_{post}(A)$, достаточно просты. На начальном этапе рассматривается динамика движения ядра—от седловой конфигурации к разрывной. Затем мы определяем энергию возбуждения осколков и рассчитываем $\nu_{post}(A)$. Энергии возбуждения осколков мы находили из уравнения энергетического баланса [20,21]:

$$Q_0 + E_{CN}^*(t_{se}) = TKE + E_{ex}, \quad (1)$$

где энергия отсчитывается относительно бесконечно удаленных осколков. Q_0 это Q -реакции, вычисляемая как разность масс составной системы и образующихся осколков. Для расчета этой величины использовались таблицы [22]. Смысл остальных входящих в это уравнение величин проще всего понять из рисунка 1. В основном состоянии ядро обладает полной энергией возбуждения $E_{CN}^*(0)$. В

точке разрыва оно имеет полную энергию возбуждения $E_{CN}^*(t_{sc}) = E_{int}^{(CN)}(t_{sc}) + E_{coll}$. Внутренняя (тепловая) энергия возбуждения

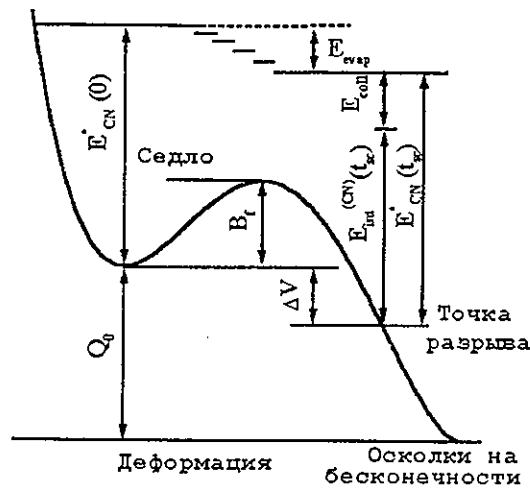


Рис.1. Схематическое представление потенциальной поверхности. Пояснения приведены в тексте

составного ядра в точке разрыва, отсчитываемая относительно основного состояния, равна

$$E_{int}^{(CN)}(t_{sc}) = E_{CN}^*(0) - E_{coll}(0) + E_{diss} - E_{evap}, \quad (2)$$

где величины $E_{coll}(0)$ - энергия коллективных степеней свободы в основном состоянии, E_{diss} - энергия, диссипированная из коллективной во внутреннюю (тепловую), и E_{evap} - энергия, унесенная испаренными частицами, определялись из динамических расчетов (подробности динамических расчетов в [18]). В этих расчетах энергия отсчитывается от сферической формы составного ядра, и это необходимо учесть в уравнении энергетического баланса (1), поэтому

$$E_{CN}^*(t_{sc}) = E_{CN}^*(0) - E_{evap} - \Delta V. \quad (3)$$

Разность потенциальных энергий в основном состоянии и точке разрыва находилась из распределения по разрывным конфигурациям:

$$\Delta V = V_{sc} - V_{gs}. \quad (4)$$

Кроме того, зависимость полной кинетической энергии осколков $TKE(A_i)$ от массы осколка A_i предполагалась параболической [23,24]:

$$TKE(A_i) = TKE\left(\frac{A_{CN}}{2}\right) \left(1 - 0.8 \left[1 - \frac{2A_i}{A_{CN}}\right]^2\right). \quad (5)$$

Величина $TKE\left(\frac{A_{CN}}{2}\right)$ определялась как сумма кулоновской энергии отталкивания будущих осколков E_{coul} и предразрывной кинетической энергии коллективного движения E_{ps} вдоль основной делительной моды в точке разрыва (в конце динамической ветви расчетов):

$$TKE\left(\frac{A_{CN}}{2}\right) = E_{coul} + E_{ps}. \quad (6)$$

Для упрощения расчетов, вместо распределения осколков по заряду, были взяты средние значения этой величины, то есть заряд осколка предполагался пропорциональным его массе:

$$Z_i = \frac{A_i}{A_{CN}} Z_{CN}, \quad i = 1, 2.$$

Энергию возбуждения осколков можно представить в виде суммы внутренних энергий осколков $E_{int}^{(i)}$ и их энергий деформации $E_{def}^{(i)}$

$$E_{exc} = E_{int}^{(1)} + E_{int}^{(2)} + E_{def}^{(1)} + E_{def}^{(2)}. \quad (7)$$

Температура ядра определялась в модели ферми-газа $T = \sqrt{E_{int}^{(i)} / a}$.

Предполагая, что температуры осколков и составной системы перед разрывом между собой равны, т.е. $T_{CN} = T_1 = T_2$, можно прийти к следующему равенству:

$$E_{int}^{(CN)}(t_{sc}) = E_{int}^{(1)} + E_{int}^{(2)}. \quad (8)$$

тогда внутренняя энергия возбуждения осколка пропорциональна его массовому числу:

$$E_{int}^{(i)} = \frac{A_i}{A_{CN}} E_{int}^{(CN)}, \quad i = 1, 2. \quad (9)$$

Теперь, подставляя (2) и (7) в (1) и перенося TKE в левую часть, уравнение (1) можно преобразовать к виду

$$Q_0 - TKE + \Delta V = E_{def}^{(1)} + E_{def}^{(2)}. \quad (10)$$

Это накладывает определенные ограничения на абсолютные значения параметров деформации осколков. Далее предполагалось, что осколки обладают эллипсоидальными деформациями, таким образом эксцентриситет одного осколка e_1 через уравнение (10) неявно определяется через эксцентриситет второго осколка e_2 , т.е. в двухмерном

пространстве параметров деформации осколков уравнение (10) определяет кривую $e_1 = e_1(e_2)$. В численных расчетах для нахождения деформации осколков вдоль этой самой кривой определялся условный максимум энтропии

$$S = 2\sqrt{a(e_1, e_2) \left(E_{\text{int}}^{(\text{CN})}(t_{\text{sc}}) - V(e_1, e_2, d) \right)}. \quad (11)$$

В этом уравнении внутренняя энергия составной системы $E_{\text{int}}^{(\text{CN})}$ отсчитывается относительно энергии бесконечно удаленных осколков; здесь $V(e_1, e_2, d)$ - потенциальная энергия пары осколков:

$$V(e_1, e_2, d) = V_{\text{coul}}(e_1, e_2, d) + E_{\text{def}}^{(1)} + E_{\text{def}}^{(2)}, \quad (12)$$

V_{coul} - их кулоновская энергия отталкивания, d - расстояние между ними, $a(e_1, e_2)$ - параметр плотности уровней, имеющий вид

$$a(e_1, e_2) = a^{(1)}(e_1) + a^{(2)}(e_2), \quad i = 1, 2, \quad (13)$$

$$a^{(i)}(e_i) = \alpha_1 A_i + \alpha_2 A_i^{2/3} B_i(e_i),$$

где $\alpha_1 = 0.0685$ и $\alpha_2 = 0.274$ [25], $B_i(e_i)$ - функционал поверхностной энергии, зависящий от параметра деформации. При использовании параметров α_1, α_2 из работы [26] положение максимума энтропии остается практически одним и тем же, и, по сути, задача сводится к нахождению минимума потенциальной энергии $V(e_1, e_2, d)$ [10, 11].

Условием, при котором находился максимум энтропии, являлось равенство (10). Получив таким способом деформации осколков, мы вычисляли d - расстояние между ними из уравнения

$$TKE(A_i) = V_{\text{coul}}(e_1, e_2, d) + E_{\text{ps}}. \quad (14)$$

Таким образом полная энергия осколка определялась по формуле

$$E_{\text{ex}}^{(i)} = E_{\text{int}}^{(i)} + E_{\text{def}}^{(i)}, \quad i = 1, 2. \quad (15)$$

Число испущенных постразрывных частиц находилось при помощи статистического кода [27] со входными параметрами $A_i, Z_i, E_{\text{ex}}^{(i)}$.

3. Результаты и обсуждение

Полученные нами результаты представлены на рис. 2-4. На рис. 2 представлены зависимости Q -реакции и TKE - осколков от массового числа осколка A_i . Два пика в зависимости Q -реакции от A_i

соответствуют замкнутым оболочкам. Составляющие энергии возбуждения осколков в зависимости от массового числа осколка, полученные в наших расчетах, представлены на рисунке 3.

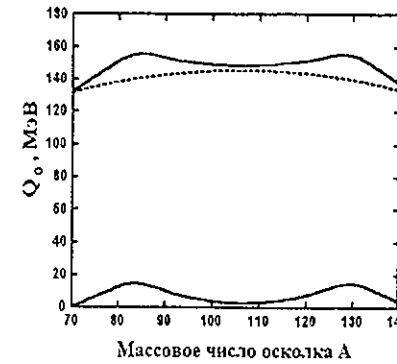


Рис. 2. Аппроксимация энергии реакции Q_0 , используемая в расчетах (верхняя кривая); полная кинетическая энергия осколков TKE (штриховая линия); разница между ними - нижняя кривая

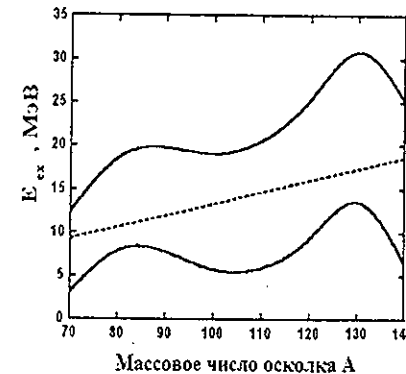


Рис. 3. Энергия возбуждения осколка в зависимости от массы осколка, и ее составляющие: штриховая линия - тепловая энергия, сплошная линия - деформационная

Здесь также сохраняется влияние оболочек, которое сказывается на деформационной составляющей энергии возбуждения. На рисунке 4 полученная в расчетах множественность постразрывных нейтронов сравнивается с аналогичными расчетами и экспериментальными данными. Как следует из наших расчетов, применяемая нами модель в целом описывает экспериментальные данные удовлетворительно. Однако влияние энергии деформации на поведение полной энергии возбуждения осколка заметно сказывается и на множественности постнейтронов.

В предложенной схеме расчетов выбор квадрупольных деформаций осколков деления не ограничивает возможности учета деформаций более высокого порядка, например, октапольных, как было сделано в работе Фонга [28].

Возможность сравнить нашу модель с предложенными ранее для описания постразрывных нейтронов при делении ^{213}At обусловила выбор данной реакции для проверки данной модели. В то же время экспериментальная информация по эмиссии постразрывных нейтронов исчерпывается данными двух работ [19,29] для реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ при энергии α -частицы $E_{\text{lab}}=50.3$ и 45 МэВ. При этом анализ, использующий уравнение энергетического баланса, проведенный в статье [21], показал, что значения $\nu_{\text{post}}(A)$ в [29] явно завышены.

Из приведенных рисунков 3 и 4 видно, что в области большой

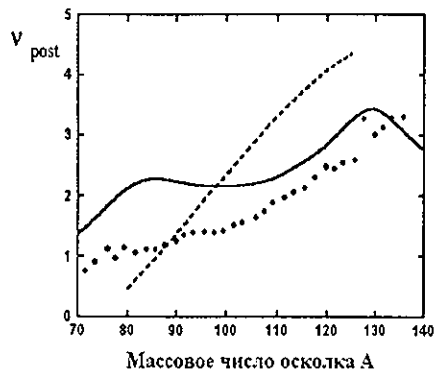


Рис. 4. Зависимость послеразрывных нейтронов от массового числа осколка. Сплошная кривая - настоящий расчет, штриховая - расчет из работы [14], точки - данные из [19].

нарастанием дефицита энергии реализующейся в реакции. Это обусловлено тем, что для доактинидных ядер величина $Q_0(A_{\text{CV}}, Z_{\text{CV}})$ падает быстрее, чем $TKE(A_{\text{CV}}, Z_{\text{CV}})$. На этот факт были также указания в работе [21].

Наклон $d\nu_{\text{post}}(A)/dA$ кривой постнейтронов $\nu_{\text{post}}(A)$, вычисленный в модели случайного разрыва шейки [14], равен 0.08, эксперимен-

тальной массовой асимметрии осколков (меньше 80 и больше 130) наши расчеты дают резкое падение энергии возбуждения, и, как следствие - аналогичное поведение кривой $\nu_{\text{post}}(A)$. Этого не наблюдается в экспериментальных данных, что, возможно, связано с малой величиной массового выхода для такой асимметрии, а следовательно большими погрешностями в определении $\nu_{\text{post}}^{\text{(exp)}}(A)$ (до 10%). Быстрое уменьшение энергии возбуждения связано с

тальные данные [19] дают 0.04, в наших расчетах эта величина равна 0.022.

Использование в предложенной модели зависимости $Q_0(A)$, основанной на статистической модели, показало необходимость учета оболочечных эффектов, что может привести к иному распределению деформационной энергии между легким и тяжелым осколками, поскольку отдельные траектории ланжевеновской динамики приводят ядро к точке разрыва с малой энергией возбуждения, и в этом случае жесткости магических осколков деления ($Z \approx 50$ и $N \approx 82$) будут ощутимо влиять на их деформации. В дальнейшем предполагается проверка представленной модели для реакций с тяжелыми ионами, в которых имеются более достоверные экспериментальные данные по постразрывным частицам [17].

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения Русанову А.Я., Ильинову А.С., Мебелю М.В., Саламатину В.С. и Френкелю З. (Fraenkel Z.), а также Иткису М.Г. за поддержку при выполнении данной работы. Настоящее исследование было частично поддержано INTAS (грант 93-1560).

Список литературы

- [1] Hilsher D., Rossner H. // Ann.Phys. Fr., 17 (1992) 47.
- [2] Ньютон Дж. О. // ЭЧАЯ, т.21 (1990) 349.
- [3] Hinde D.J., Hilsher D., Rossner H. // Nucl.Phys., A502 (1989) 497c.
- [4] Игнатюк А.В. // Статистические свойства возбужденных атомных ядер, Энергоиздат, М., 1983.
- [5] Bowman H., Thompson S., Milton J., Swiatecki W. // Phys.Rev., 126 (1962) 2120.
- [6] Bowman H., Thompson S., Milton J., Swiatecki W. // Phys.Rev., 129 (1963) 2133.
- [7] Terrell J. // Phys.Rev., 127 (1962) 880.
- [8] Vandenbosh R. // Nucl.Phys., 46 (1963) 129.
- [9] Brunner W., Paul H. // Ann.Phys., 6 (1960) 267; 7 (1961) 326; 8 (1961) 141

- [10] Игнатюк А.В. // ЯФ, т.7 (1968) 1043.
- [11] Dickmann F., Dietrich K. // Nucl.Phys., A129 (1969) 241.
- [12] Белов А.Л., Крайнов В.П. // ЯФ, т.47 (1988) 325.
- [13] Рубченя В.А. // ЯФ, т.9 (1969) 1192.
- [14] Brosa U., Grossmann S. // Z.Phys., A310 (1983) 177.
- [15] Brosa U., Grossmann S., Muller A., Becker E. // Nucl.Phys., A502 (1989) 423.
- [16] Brosa U., Grossmann S., Muller A. // Phys.Rep., 197 (1990) 169.
- [17] Rossner H., Hilsher D., Hinde D.J., Gebauer B., Lehmann M., Wilpert M., Mordhorst E. // Phys.Rev., C40 (1989) 2629.
- [18] Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д. // ЯФ, т.60 (1997) 404.
- [19] Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P., Gorski A.J., Loveland W.D. // Phys.Rev., C12 (1975) 1809.
- [20] Ruben A., Marten H., Seeliger D. // Z.Phys., A338 (1991) 67.
- [21] Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. // ЯФ, т.53 (1991) 1238.
- [22] Muller P., Nix J.R. // Atom data and Nucl. Data Tabl., 39 (1988) 213.
- [23] Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. // ЭЧАЯ, т.19 (1988) 702.
- [24] Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В., Писчасов Н.И., Сердюк О.И. // ЭЧАЯ, т.19 (1988) 1229.
- [25] Toke J., Swiatecki W. // Nucl.Phys., A372(1981) 141.
- [26] Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. // ЯФ, т.21 (1975) 1185.
- [27] Iljinov A.S., Mebel M.V., Bianchi N. et al. // Nucl.Phys., A543 (1992) 517
- [28] Fong P. // Phys.Rev., 102 (1956) 434.
- [29] Plasil F., Ferguson R.L., Schmitt H.W. // Proc. II IAEA Symp. Phys. Chem. Fission, Vienna: IAEA, 1969, p.505.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 марта 1997 года.