



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7-97-334

Г.И.Косенко, Д.В.Ванин, Г.Д.Адеев

ПРИМЕНЕНИЕ ОБЪЕДИНЕННОГО
ДИНАМИЧЕСКО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ПОДХОДА
К ОПИСАНИЮ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕЛЕНИЯ
ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1997

Применение объединенного динамическо-испарительного подхода
к описанию характеристик деления возбужденных ядер

Объединенная динамическо-испарительная модель используется для расчета множественностей частиц, испускаемых в процессе деления. Рассчитаны полные множественности нейтронов, α -частиц и протонов в зависимости от энергии налетающей частицы. Были рассмотрены две реакции $\alpha + U$ и $\alpha + Th$, где энергия α -частицы изменялась от 47 до 220 МэВ. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Получено, что вылет заряженных частиц сильно влияет на процесс снятия возбуждения осколков деления.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Kosenko G.I., Vanin D.V., Adeev G.D.

P7-97-334

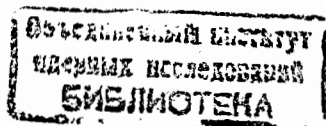
Use of the Combined Dynamics-Evaporation Approach
for the Description of the Fission of Excited Nuclei

The combined dynamics-evaporation model was used for particle multiplicity calculations. Neutrons, α -particles and protons multiplicities are calculated for the different energies of projectile. $\alpha + U$ and $\alpha + Th$ reactions at α -particle energies of 47 + 220 MeV were studied. The results of our calculations were compared with experimental data. We have obtained that the charge particle emission has a big influence to the deexcitation of fission fragments.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

В течение последнего десятилетия интенсивно изучалась динамика деления ядер. Информацию об этом явлении получают, изучая множественность частиц, испускаемых ядром в процессе деления. Все частицы принято подразделять на предразрывные, испущенные до деления ядра на осколки, и послеразрывные, испущенные из осколков [1]. Первоначально множественность частиц рассчитывали, используя статистическую модель. В своем стандартном виде статистическая модель не в состоянии описать данные эксперимента [2]. Причина этого в том, что не учитывается динамика деления. Статистическая модель часто использует концепцию переходного состояния [3]. Обычно его связывают с седловой точкой. Седловая точка разделяет основное состояние ядра и состояние, где ядро уже неустойчиво по отношению к делению. Но для ядер тяжелее свинца седловая точка сильно удалена от точки разрыва, и ядру требуется некоторое время для достижения разрывной конфигурации. За это время ядро также может испустить частицы. Испарение частиц на стадии спуска с барьера в статистической модели не учитывается. Поэтому приходится привлекать такие понятия, как время задержки деления и время спуска от седла к разрыву, для корректного описания экспериментальных данных в статистической модели. Все это привело к необходимости создания гибридных, или, другими словами, объединенных программ: динамических и статистических, т.е. программ, где бы были соединены динамика спуска ядра с барьера и статистическое испарение частиц из возбужденного ядра и осколков. Одним из шагов при этом было использование уравнений Лапжевена для описания динамики деления [4, 5]. Следующим шагом объединение динамического и статистического подходов в рамках очень упрощенной и во многом спорной модели [6, 7], в которой рассчитывалась только множественность предделительных частиц. Основное достоинство данной модели состоит в том, что предложен способ, позволяющий моделировать испарение частиц в динамических расчетах дискретным образом. Использованная же в работе [7] модель для описания формы ядра, и особенно зависимость ядерной вязкости от координат, просто не подлежит обсуждению из-за своей нереальности.



В то же время в работах [8—11], выполненных в аналогичном подходе форма ядра задается с использованием двух параметров. Это несомненно больше отвечает реальной ситуации, чем одномерная модель в [7]. В этих работах используются общепринятые предположения о механизмах ядерной вязкости. Это однотельная вязкость в [8, 11] и двухтельная вязкость в [8—11]. Использование реалистичного описания формы ядра и разумных предположений о механизмах ядерной вязкости позволяет достаточно хорошо воспроизвести экспериментальные данные.

Во всех перечисленных выше работах [8—11] множественности частиц, испускаемых возбужденным ядром в процессе деления, рассчитываются только до момента разделения ядра на осколки, т.е. предразрывные частицы. Но в эксперименте измеряется только полное число частиц, испущенных в процессе деления, т.е. предразрывные и послеразрывные частицы. Разделение измеренных множественностей частиц на предразрывные и послеразрывные во многом зависит от условий эксперимента и имеет модельный характер, а часто и просто невозможно по техническим причинам. Поэтому расчет полной множественности испускаемых частиц является хорошим тестом для моделей, претендующих на описание процесса деления.

Цель настоящей работы — описание полной множественности частиц, испускаемых возбужденным ядром в процессе деления и одновременно с этим, получение распределения осколков деления по кинетической энергии, т.к. большее число рассчитываемых величин дает возможность более полного сравнения с экспериментом. Для решения поставленной задачи мы объединили два достаточно хорошо зарекомендовавших себя подхода. Первый это статистический код разработанный группой Ильинова [12]. Второй динамический ланжевеновский [5], использованный для описания моментов энергетического распределения осколков деления.

Уже первое использование нами этого объединенного подхода дало достаточно хорошие результаты [13]. Для трех реакций удалось удовлетворительно описать одновременно среднюю кинетическую энергию осколков деления, ее дисперсию и множественности предразрывных частиц. К сожалению, в рассмотренных реакциях не были измерены

послеразрывные частицы. Поэтому в для тестирования расчета множественности послеразрывных нейтронов [14] мы обратились к работе [15], где данная множественность измерена как функция массового числа осколка. Полученная нами зависимость $\nu(A)$ достаточно хорошо воспроизводит наклон экспериментальной кривой и имеет удовлетворительное количественное согласие. В обеих наших работах [13, 14] мы рассматривали для каждой реакции только одну энергию. Естественно, что теперь мы провели расчет всех тех же характеристик деления для разных энергий возбуждения составного ядра.

МОДЕЛЬ

Как уже отмечалось выше, мы используем статистическую модель из [12]. Способ объединения динамического и статистического подходов следующий. Во-первых, все расчеты начинаются в рамках статистической модели. При этом рассчитывается множественность частиц, вылетающих из возбужденного ядра, и вероятность деления. Результатом расчета может быть остаток испарения (ядро, испустившее некоторое число частиц и сбросившее таким образом всю энергию возбуждения) или деление ядра на осколки. В последнем случае мы начинаем расчет эволюции возбужденного ядра от седловой конфигурации к разрывной в динамическом подходе. На этом этапе расчетов статистически рассчитываются парциальные ширины для учета испарения легких частиц. Делительная ширина при этом полагается нулевой, т.к. деление уже не является конкурирующим процессом в этом случае. Как нам представляется, подобный переход от одного подхода к другому является естественным и аналогичен идее переходного состояния.

Как и раньше, мы используем параметризацию [16] для описания формы делящегося ядра. Для расчета потенциальной энергии мы пользовались моделью жидкой капли с коэффициентами Майерса - Святецкого [17]. Инерционный и фрикционный тензоры рассчитаны методом Вернера-Уилера [18]. Расчет был проведен для однотельного механизма ядерной вязкости с использованием "wall - and - window" формулы [19].

Эволюция коллективных степеней свободы рассматривается в стохастическом подходе [4,5,8—11,20—22] как движение броуновской частицы в среде (термостате), образованной из одночастичных степеней свободы [23]. Используемые в динамических расчетах уравнения Ланжевена выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{q}_i &= \mu_{ij} p_j, \\ \dot{p}_i &= -\frac{1}{2} p_j p_k \frac{\partial \mu_{jk}}{\partial q_i} - \frac{\partial F}{\partial q_i} - \gamma_{ij} \mu_{jk} p_k + \tilde{A}_i(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\vec{q} = (p, h)$, $\vec{p} = (p_p, p_h)$ — векторы коллективных координат и сопряженных им импульсов, $F(\vec{q}, l)$ — свободная энергия. В предыдущих расчетах вместо F была использована потенциальная энергия. И это, пожалуй, самое большое отличие от предыдущих расчетов. m_{ij} и γ_{ij} — инерционный и фрикционный тензоры ($\|m_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$), $\tilde{A}_i(t) = \theta_{ij} \tilde{\omega}_j$ — случайная сила. Отметим, что $\tilde{\omega}_j$ — случайная величина (число) со свойствами $\langle \tilde{\omega} \rangle = 0$, $\langle \tilde{\omega}_i \tilde{\omega}_j \rangle = 2\delta_{ij}$. Амплитуды стохастической силы θ_{ij} связаны с диффузионным тензором D_{ij}

$$D_{ij} = \theta_{ik} \theta_{kj}. \quad (2)$$

D_{ij} , в свою очередь, удовлетворяет соотношению Эйнштейна

$$D_{ij} = T \gamma_{ij}. \quad (3)$$

Здесь T — температура ядра, она определяется по модели ферми-газа [24]:

$$T = \sqrt{E_{int}/a}, \quad (4)$$

где E_{int} — внутренняя энергия возбуждения составного ядра, a — параметр плотности уровней. Более полное описание использованной модели дано в [13, 14].

Одна из целей данной работы — расчет множественности послеразрывных частиц. Основной проблемой в этих расчетах является определение энергии возбуждения вновь образовавшихся осколков. В данной работе рассматривали только симметричное деление. Вся энергия возбуждения системы, оставшаяся после испарения частиц, делится поровну между осколками.

$$E_{ex}^{(i)} = \frac{1}{2} \{E_{int} + V_{pot} - E_{Coul} + (E_{coll} - E_{ps}) + Q_f\}. \quad (5)$$

В этом уравнении $E_{ex}^{(i)}$ — энергия возбуждения осколков; E_{int} — внутренняя (или тепловая) энергия составного ядра; V_{pot} — потенциальная энергия составного ядра перед разделением на осколки, отсчитываемая относительно основного состояния; E_{Coul} — кулоновская энергия взаимодействия будущих осколков; E_{coll} — кинетическая энергия коллективных степеней свободы составного ядра; E_{ps} — предразрывная кинетическая энергия относительного движения будущих осколков; Q_f — энергия реакции, вычисляемая как разность масс составного ядра и осколков.

И далее, используя статистическую модель, мы вычисляем множественность послеразрывных частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет проведен для $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ и $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ [25]. Энергия α -частиц изменялась от 45 до 220 МэВ. Результаты расчета приведены на рисунках 1-3. На рис.1 представлена полная множественность нейтронов, испущенных ядром при делении, в зависимости от энергии налетающих частиц. Расчет сравнивается с экспериментальными данными [25]. Получено удовлетворительное согласие с результатами эксперимента. Нам удалось воспроизвести не только энергетическую зависимость полного числа нейтронов от энергии налетающих частиц, но и получить хорошее количественное согласие. Небольшое превышение расчетных значений над экспериментальными мы объясняем недостаточно корректным учетом испускания гамма-квантов. В расчет не включены гамма-кванты, снимающие возбуждение, приходящееся на вращательные степени свободы. Они способны уносить до 8 — 10 МэВ энергии возбуждения осколков.

На рис. 2 показаны составляющие полной множественности нейтронов в зависимости от энергии возбуждения компаунд-системы. Картина аналогична для обеих реакций. С ростом энергии возбуждения происходит увеличение числа нейтронов, испущенных до седла и на стадии спуска, в то время как число нейтронов, испущенных из осколков, практически не изменяется и даже несколько уменьшается.

На рис. 3а приведена зависимость температуры составной системы в точке разделения от энергии налетающих частиц, т.е. фактически от начальной энергии возбуждения компаунд-ядра. Видно, что температура возрастает почти в два раза при изменении энергии налетающих α -частиц от 45 до 220 МэВ. Это означает, что к разрыву ядро приходит со все большей энергией возбуждения. Однако увеличение энергии возбуждения осколков не сказывается на множественности послеразрывных нейтронов рис 3б. Если теперь обратиться к рис. 3в и 3г, то видно как возрастает множественность послеразрывных α -частиц и протонов с ростом энергии снаряда. При увеличении энергии возбуждения осколков испарение заряженных частиц вступает уже в конкуренцию с испарением нейтронов.

Значения других величин характеризующих процесс деления приведены в таблице. Первая колонка — энергия налетающих α -частиц; вторая — средняя кинетическая энергия осколков деления; третья — дисперсия; четвертая — средняя температура в точке разрыва и в последней колонке, приведено среднее время спуска системы от седла до разрыва. Из таблицы видно, что с ростом энергии возбуждения значение кинетической энергии осколков остается практически неизменным, так как эта величина несет в основном информацию о разрывной конфигурации. Дисперсия кинетической энергии возрастает линейно с ростом температуры ядра. Эти результаты полностью согласуются с полученными ранее [26]. Среднее время спуска от седла к разрыву с ростом энергии возбуждения уменьшается, и, как следствие этого, система приходит к разрыву все более и более нагретой. Этот факт отражается в росте температуры ядра в точке разрыва.

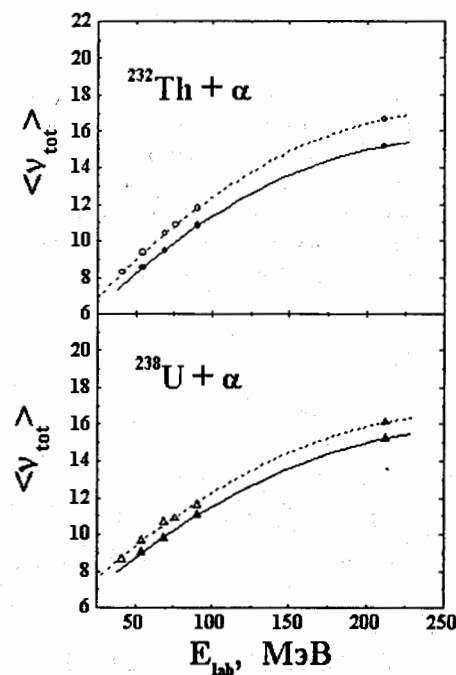


Рис. 1: Полная множественность нейтронов в зависимости от энергии налетающих частиц для реакций $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ и $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ в сравнении с экспериментальными данными. Светлые символы — настоящий расчет, зачерненные — данные [25]

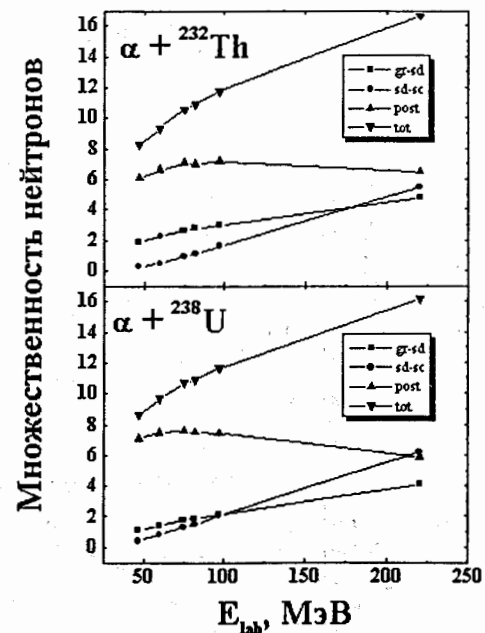


Рис. 2: Составляющие полной множественности нейтронов в зависимости от энергии налетающих частиц. Квадраты — предравновесные нейтроны, испущенные ядром до выхода на седло; круги — нейтроны, испущенные на стадии спуска с седла к точке разрыва; треугольники — послеразрывные нейтроны, перевернутые треугольники — полная множественность

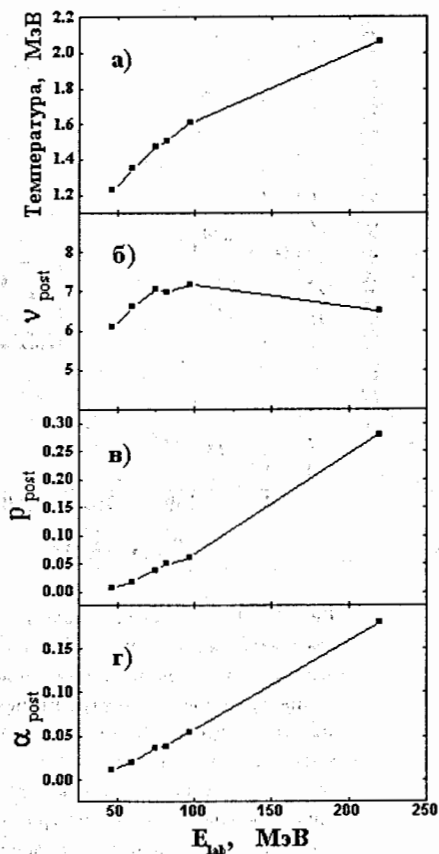
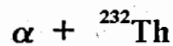


Рис. 3: Расчетные зависимости от энергии налетающих частиц: а) температуры составной системы в точке разрыва; б) множественности послеразрывных нейтронов; в) множественности послеразрывных протонов; г) множественности послеразрывных α -частиц.

Таким образом, анализируя результаты проведенных нами в [13, 14] и в данной работе расчетов, мы можем сказать, что использование объединенных испарительно-динамических программ для описания экспериментальных данных дает обнадеживающие результаты. С их помощью удастся хорошо воспроизвести результаты эксперимента. Настоящие расчеты полной множественности частиц, испускаемых ядром в процессе деления, показывают, что необходимо измерять одновременно множественность нейтронов и заряженных частиц. В этом случае информация о динамике деления и энергии осколков будет наиболее полной.

Таблица 1: Результаты расчета характеристик деления для реакции $\alpha + {}^{232}\text{Th}$

E_{lab} MeV	TKE MeV	σ_{TKE}^2 MeV ²	T_{sc} MeV	t_{sc} $10^{-21}s$
47	176	92	1.23	42.8
60	177	102	1.35	39.3
75	176	112	1.47	37.6
80	177	138	1.50	37.8
97	178	188	1.61	36.5
220	175	308	2.06	30.9

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения и поддержку в проведении работы М.Г.Иткису, А.Я.Русанову, В.С.Саламатину, Г.Г.Чубаряну. Работа частично была поддержана INTAS (грант 93-1560).

Список литературы

- [1] Hilscher D., Rossner H. // Ann.Phys. Fr., 17 (1992) 471
- [2] Ньютон Дж. О. // ЭЧАЯ, т.21 (1990) 821
- [3] Bohr N., Weller J.A. // Phys.Rev. 53 (1939) 426
- [4] Abe Y., Gregoire C., Delagrang H. // J.Phys. C4-47 (1986) C4 329
- [5] Косенко Г.И. и др. // ЯФ, 55 (1992) 920
- [6] Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gontchar I.I. // Z.Phys., A342 (1992) 195
- [7] Гончар И.И. // ЭЧАЯ, 26 (1995) 932
- [8] Wada T., Carjan N., Abe Y. // Nucl.Phys. A538 (1992) 283c
- [9] Tillack G.-R. // Phys.Lett. 278B (1992) 403
- [10] Tillack G.R. et al. // Phys.Lett. B296 (1992) 296

- [11] Wada T., Abe Y., Carjan N. // Phys.Rev. Lett. 70 (1993) 3538
- [12] Џјинов А.С., Mebel M.V., Bianchi N. et al. // Nucl.Phys., A543 (1992) 517
- [13] Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д. // ЯФ, т.60 (1997) 404
- [14] Косенко Г.И., Ванин Д.В., Адеев Г.Д. // Препринт ОИЯИ Р7-97-77, Дубна, 1997
- [15] Franckel Z. et al. // Phys.Rev., C12 (1975) 1809
- [16] Brack M. et al. // Rev.Mod.Phys., 44 (1972) 320
- [17] Myers W.D., Swiatecki W.J. // Ark.Fys., 36 (1967) 343
- [18] Davies K.T.R. et al. // Phys.Rev., C13 (1976) 2385
- [19] Sierk A.J., Nix J.R // Phys.Rev., C21 (1980) 982
- [20] Schuter F., Grégoire C., Hofmann H., Nix J.R. // Phys. Rev. Lett. 149B (1984) 303
- [21] Adeeв G.D., Pashkevich V.V. // Nucl.Phys. A502 (1989) 405c
- [22] Delagrange H. et al. // Z.Phys. A323 (1986) 437
- [23] Kramers H.A. // Physica.,7 (1940) 259
- [24] Игнатюк А.В. // "Статистические свойства возбужденных атомных ядер". Энрегоиздат. М., 1983
- [25] Chubarian G.G. et al. // Progress in Research. April 1. 1995 - March 31, 1996. Texas A&M University. Cyclotron Institute. June 1996, p 58
- [26] Адеев Г.Д. и др. // ЭЧАЯ, т.19 (1988) 1229

Рукопись поступила в издательский отдел
5 ноября 1997 года.