

В. В. Сайко, А. В. Карпов

Изучение множественности предразрывных нейтронов в процессах слияния-деления на основе статистической модели

Проводится теоретический анализ среднего количества нейтронов, испущенных высоковозбужденными ядрами, образованными в реакциях слияния, до момента их разделения на осколки деления. Исследование проводилось на основе статистической модели для двух хорошо изученных реакций слияния: $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ и $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$. Добавив в модель новый параметр — время задержки процесса деления, — удалось описать величины сечения деления, сечения выживания и множественности предразрывных нейтронов.

Ключевые слова: множественность предразрывных нейтронов, процессы слияния-деления, статистическая модель.

Об авторах

Сайко Вячеслав Владимирович — студент 5-го курса кафедры ядерной физики Государственного университета «Дубна».

Карпов Александр Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры ядерной физики Государственного университета «Дубна».

В настоящее время процессы слияния-деления привлекают значительный интерес, обусловленный изучением крупномасштабных коллективных движений ядра. Деление, наряду с глубоко неупругими столкновениями и квазиделением, является процессом, из которого можно получить ценную информацию о масштабном коллективном движении ядра, в данном случае приводящим к его разрыву на массивные осколки [4; 6]. Такую информацию извлекают из величин среднего количества частиц, испускаемых до деления составного ядра, называемых множественностями предразрывных частиц. Среди этих величин в наибольшей степени изучена множественность предразрывных нейтронов ν_{pre} , т. к. именно нейтроны вносят наибольший вклад в спектр испускаемых частиц.

Множественность предразрывных нейтронов характеризует главную особенность процесса коллективного движения ядра при делении — наличие эффектов диссипации энергии [2; 5]. В то же время эта величина служит «ядерными часами», которые позволяют оценить время процесса деления [9].

Наиболее распространенной моделью

для описания распада высоковозбужденных ядер, образующихся в реакциях слияния, является статистическая модель [3]. Согласно этой модели, распад высоковозбужденного составного ядра представляет собой последовательность событий девозбуждения — испарительный каскад (каскад девозбуждения), на каждом шаге которого ядро может либо поделиться на массивные осколки, либо испустить частицу.

В данной работе была использована модель, реализованная в базе знаний *NRV* [1; 14]. Вычисления производились при помощи метода Монте-Карло путем моделирования каскада девозбуждения составных ядер по следующему алгоритму:

1) рассчитываются вероятности каждого способа распада составного ядра с начальной энергией возбуждения и начальным полным моментом импульса;

2) случайным образом определяется способ распада этого составного ядра и соответствующим образом изменяются его характеристики: энергия возбуждения, угловой момент и нуклонный состав. Таким образом, приходим к следующему этапу каскада девозбуждения;

3) повторяем действия аналогичные пункту 1: рассчитываем набор вероятностей распада для нового состояния составного ядра и т. д.

Таким образом, испарительный каскад приводит либо к полной утрате энергии возбуждения и переходу составного ядра в основное состояние, либо к делению на массивные осколки на каком-либо этапе испарительного каскада. В первом случае говорят о канале выживания составного ядра, а во втором — о делении. Множественность предразрывных нейтронов — это среднее количество нейтронов, которое испускает

$$\begin{aligned}\Gamma_{C \rightarrow Y+b}(E^*, J) &= \frac{1}{2\pi\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^*-B_b} \sum_{l,j} T_{l,j}(e_b) \cdot \sum_{I=|J-j|}^{J+j} \rho_Y(E^* - B_b - e_b, I) de_b, \\ \Gamma_\gamma^L(E^*, J) &= \frac{1.75}{\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^*} f_L(e_\gamma) \sum_{I=|J-L|}^{I=J+L} e_\gamma^{2L+1} \rho_C(E^* - e_\gamma, I) de_\gamma, \\ \Gamma_{fiss}(E^*, J) &= \frac{K_{Kramers}}{2\pi\rho_C(E^*, J)} \int_0^{E^*} T_{fiss}(e, J) \rho_C^{s.p.}(E^* - e, J) de.\end{aligned}\quad (1)$$

которые использовались для расчета вероятностей каждого события на данном этапе каскада девозбуждения, путем отношения парциальных ширин распада к полной ширине $\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i$.

Ключевой характеристикой, определяющей ширины распада ядра, является величина плотности уровней ядра $\rho_C(E^*, J)$ с энергией возбуждения E^* и полным угловым моментом J . Первая формула в (1) выражает парциальные ширины испускания легких частиц, где B_b — энергия связи частицы $b = n, p, \alpha$ — соответственно, нейтрона, протона и альфа-частицы; $T_{l,j}(e_b)$ — вероятность прохождения частицы b с энергией e_b через потенциальный барьер; l и j — орбитальный и полный моменты частицы. Вторая формула определяет парциальную ширину испускания гамма-кванта с мультипольностью L . Для высоковозбужденных ядер основную роль играет излучение дипольных гамма-квантов с $L=1$, и соответствующая силовая функция $f_L(e_\gamma)$ имеет вид гигантского дипольного резонанса. Третья формула определяет делительную ширину, где величина $T_{fiss}(e, J)$ — это проникаемость барьера деления, рассчитываемая в квазиклассическом приближении. Ключевую роль в определении делительной ширины играет коэффициент Крамерса [10], который кор-

высоково возбужденное составное ядро до момента его разделения на массивные осколки.

Обсудим подробнее модель. В расчетах учитывались следующие каналы распада ядра на каждом этапе каскада девозбуждения: испускание нейтрона, протона, альфа-частицы и гамма-кванта или деление на массивные осколки. Для каждого способа распада ядра рассчитывались соответствующие парциальные ширины [14]:

ректирует вероятность деления из-за наличия ядерного трения:

$$K_{Kramers} = \frac{\hbar\omega_{g.s.}}{T\omega_{s.p.}} \left(\sqrt{\omega_{s.p.}^2 + \frac{\eta^2}{4}} - \frac{\eta}{2} \right),$$

где η — коэффициент ядерной вязкости — одна из важнейших характеристик ядерной материи. Множество работ посвящены изучению этой величины и различным ее зависимостям [2; 14]. В данной работе мы брали значение этого параметра постоянным. $\omega_{g.s.}$ и $\omega_{s.p.}$ — соответственно, частоты коллективных колебаний в основном состоянии и в седловой точке. Подробное описание формул можно найти в статье [14] и в содержащихся в ней ссылках.

В рамках этой модели удастся хорошо описать соотношение между величинами сечения выживания и сечения деления. Чтобы рассчитать абсолютные значения этих сечений мы провели дополнительные расчеты сечения слияния в рамках эмпирической модели связи каналов и использовали выражение: $\sigma_{fus} = \sigma_{fiss} + \sigma_{surv}$. Где индексы *fus*, *fiss* и *surv* означают слияние, деление и выживание соответственно. Мы исследовали две реакции слияния: $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ и $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$, для которых удалось описать сечения выживания и деления единым набором параметров модели, главный из которых параметр ядерной вязкости η .

Добавив в код возможность вычисления величины множественности предраз-

рывных нейтронов, мы нашли заниженными расчетные значения величины ν_{pre} (рис. 1).

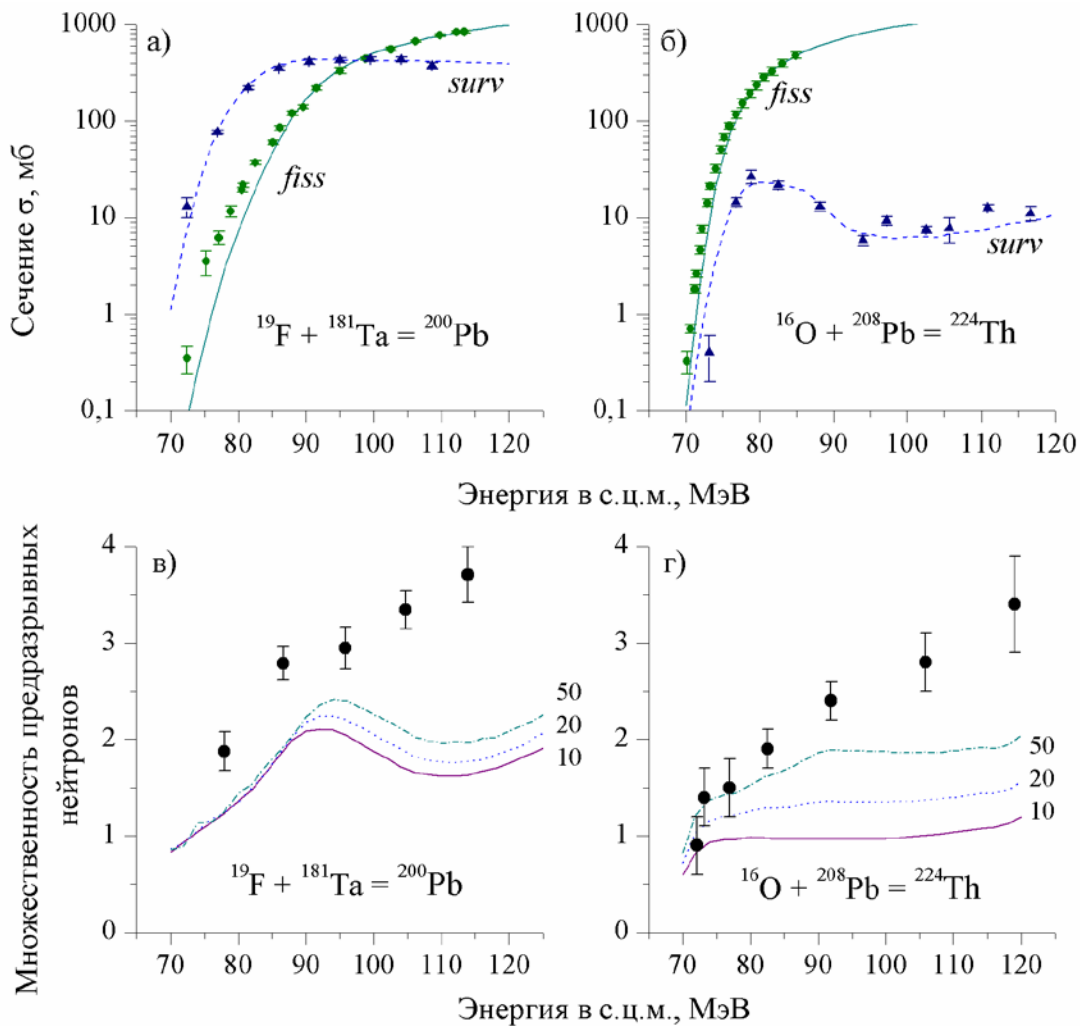


Рис. 1. Сравнение расчетов сечений деления σ_{fiss} , выживания σ_{surv} и множественности предразрывных нейтронов ν_{pre} с соответствующими экспериментальными данными. Слева: для составного ядра ^{200}Pb , справа: для составного ядра ^{224}Th . Сверху представлены данные по σ_{fiss} (сплошная линия) и σ_{surv} (штрихпунктирная линия), снизу — расчеты ν_{pre} . Вычисления выполнены с единым набором параметров, $\eta = 10^{22} \text{ сек}^{-1}$. Дополнительно приведены расчеты ν_{pre} (пунктирные линии) при других значениях параметра ядерной вязкости η (в единицах 10^{21} сек^{-1}). Символами показаны экспериментальные данные.

а) данные из работы [8]; б) треугольники [11], кружки [7]; в) данные из работы [12]; г) данные из работы [13]

Для сравнения на рисунке также показаны расчеты для других значений ядерной вязкости. Видно, что с увеличением коэффициента η множественность нейтронов растет, однако описать экспериментальные данные во всей области энергий не удастся. Кроме того, варьирование η влияет на конкуренцию процессов деления и испарения частиц.

Недооценка величин множественностей предразрывных частиц в статистической модели была показана ранее в ряде работ (см., например, [9]) и может быть объяснена совокупностью нескольких факторов. В первую очередь, статистическая модель описывает только ту часть предразрывных нейтронов, которая испаряется до седловой точки, т. к. в этой модели деление ядра считается произошедшим по достижению вер-

шины барьера. То есть недостающая часть предразрывных нейтронов может испускаться при коллективном движении ядра от седловой точки до точки разрыва. Это предположение никак нельзя проверить в связи с невозможностью экспериментального разделения множественностей нейтронов, вылетевших до и после седловой конфигурации. Известно, что этот фактор становится значительным для параметра делимости

$Z^2/A > 32$, которому удовлетворяют оба исследуемых ядра ^{200}Pb и ^{224}Th .

Во-вторых, экспериментальные значения множественности предразрывных нейтронов могут быть завышены, в связи с входением в v_{pre} нейтронов, испущенных из не полностью ускоренных осколков деления. Правда, этот фактор имеет меньший вклад в объяснение недостающей части предразрывных частиц.

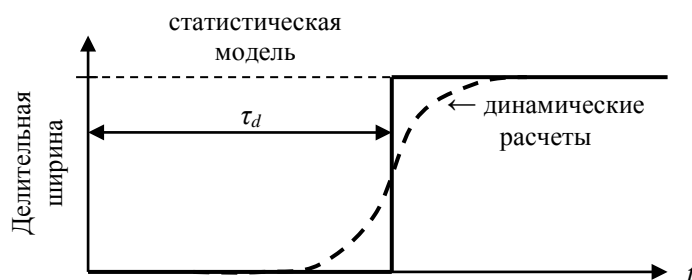


Рис. 2. Схематичное изображение временной эволюции делительной ширины. Изображено время задержки процесса деления τ_d , в течение которого происходит только испарение частиц

Однако наиболее существенным фактором, объясняющим недооценку множественности нейтронов в стандартной статистической модели, является, на наш взгляд, использование асимптотического (квазистационарного) значения делительной ширины. Как известно из динамических расчетов, скорость деления — не постоянная величина — она возрастает с течением времени, доходя до своего квазистационарного значения (рис. 2). Обычно считают, что возникающая временная задержка процесса деления необходима для достижения теплового равновесия и релаксации делительной степени свободы ядра [9]. В стандартной статистической модели делительная ширина не зависит от времени. В данной работе мы включили временную зависимость делительной ширины, аппроксимируя ее плавный рост ступенчатой функцией. Такой прием позволяет довольно просто описать временную зависимость с помощью всего одного параметра — времени задержки τ_d . Алго-

ритм моделирования девозбуждения ядра с учетом времени задержки был следующий:

Время $t = 0$, соответствует моменту образования составного ядра.

Оценивалось среднее время жизни ядра до испускания какой-либо частицы из соотношения неопределенности: $\bar{\tau} = \hbar / \Gamma_{tot}^*$, где Γ_{tot}^* — это сумма всех парциальных ширин, кроме делительной. Эти средние времена жизни складывались, образуя временную шкалу процесса девозбуждения t .

А) Если $t + \bar{\tau} < \tau_d$, то на этом шаге монте-карловского алгоритма учитывалась только возможность испарения частиц и гамма-квантов ($\Gamma_{fiss} = 0$).

Б) Если $t < \tau_d$, но $t + \bar{\tau} > \tau_d$, то вероятность деления также полагалась равной нулю, а вероятность испарения какой-нибудь частицы оценивалась как: $P = \tau / \bar{\tau}$, где $\tau = t - \tau_d$.

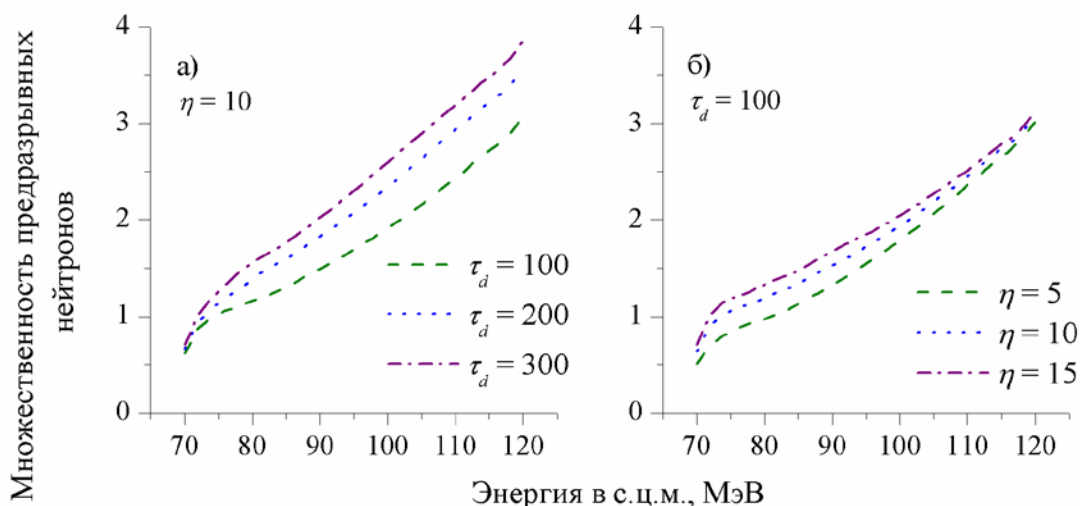


Рис. 3. Зависимости множественности предразрывных нейтронов от энергии (^{224}Th) для различных значений времени задержки τ_d (слева, 10^{-21} сек) и коэффициента вязкости η (справа, 10^{21} сек $^{-1}$)

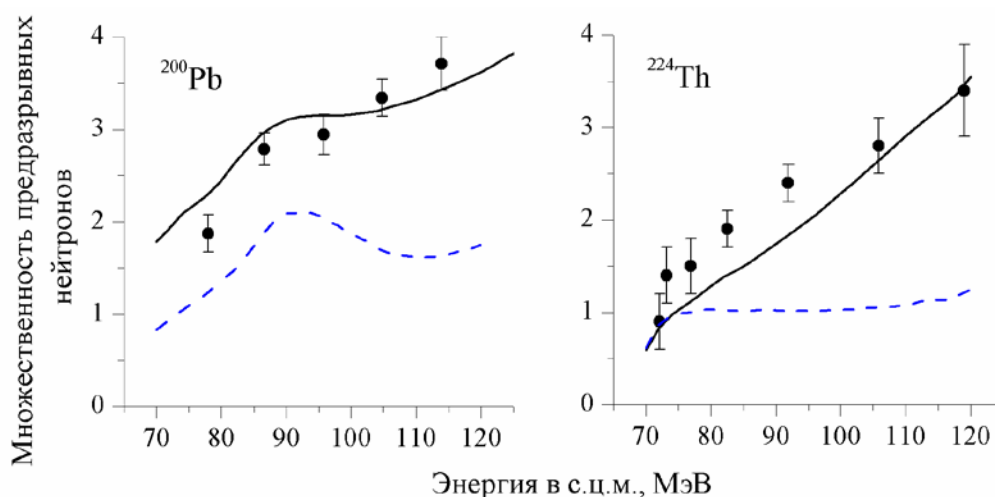


Рис. 4. Сравнение расчетов множественности предразрывных нейтронов с экспериментальными данными. Штриховой линией обозначены расчеты в стандартной статистической модели, сплошной линией — расчеты с учетом времени задержки τ_d

При этом генерировалось случайное число x из отрезка $[0,1]$, которое сравнивалось со значением P . Если $x < P$, то имело место испускание частицы, если неравенство не выполнялось, то расчеты продолжались.

В) Если $t + \bar{\tau} > \tau_d$, то ширина деления Γ_{fiss} полагалась равной своему квази-стационарному значению, что соответствует переходу к стандартным статистическим расчетам, описанным выше.

Расчеты множественности предразрывных нейтронов с различными параметрами η и τ_d изображены на рис. 3, из которого видны очевидные зависимости ν_{pre} от этих

параметров. Увеличение времени задержки, прежде всего, уменьшает (незначительно) сечение деления и увеличивает сечение выживания составного ядра. В случае деления рост τ_d должен увеличить количество предразрывных частиц, т. к. в этот промежуток времени происходит только испарение частиц без возможности деления ядра (рис. 3а). При фиксированном значении τ_d и различных параметрах вязкости множественность предразрывных нейтронов меняется значительно при малых энергиях, чем при больших. Это объясняется тем, что при высоких энергиях возбуждения составное ядро имеет намного меньшую вероятность

поделиться, чем при низких энергиях, и эффект задержки в этом случае незначительно влияет на количество испущенных частиц — в начале процесса девозбуждения составного ядра испарение частиц и так преимущественный процесс (рис. 3б). Варьируя эти два параметра модели, удалось хорошо описать все исследуемые величины для двух изучаемых реакций. Расчеты величины множественности предразрывных нейтронов показаны на рис. 4.

Итак, в данной работе проведен анализ множественности предразрывных нейтронов, сопровождающих процесс деления атомных ядер, для двух реакций слияния: $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ и $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$. В качестве теоретического подхода использовалась статистическая модель, размещенная на сервере базы знаний по ядерной физике низких энергий *NRV* [1].

Было изучено влияние коэффициента ядерной вязкости η на множественность предразрывных нейтронов ν_{pre} , а также на величины сечения деления σ_{fus} и выживания σ_{surv} . Выявлено, что при хорошем согласии множественности ν_{pre} с экспериментом не удастся описать значения сечений, и наоборот, получив согласие для величин σ_{fus} и σ_{surv} , величина ν_{pre} получалась заниженной. Таким образом, было показано, что стандартная статистическая модель не способна одновременно описывать данные по множественности предразрывных нейтронов и по сечениям деления и выживания.

Для объяснения экспериментально наблюдаемой множественности предразрывных нейтронов в модель была введена временная задержка процесса деления τ_d , обусловленная продолжительностью коллективного движения ядра от основного состояния до барьера деления. В работе также было исследовано влияние времени задержки τ_d на множественность предразрывных нейтронов (и на сечения σ_{fus} и σ_{surv}). Оказалось, что этот параметр сильно влияет на величину множественности ν_{pre} и оказывает незначительное влияние на сечения деления σ_{fus} и выживания σ_{surv} .

Варьируя параметры η и τ_d , удалось добиться хорошего описания эксперимен-

тальных данных как множественности нейтронов ν_{pre} , так и сечений деления σ_{fus} и выживания σ_{surv} . Это согласие было достигнуто при значениях $\eta = 6 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_d = 2 \cdot 10^{-19} \text{ с}$, одинаковых для обоих составных ядер ^{224}Th и ^{200}Pb .

Вычислительный код статистической модели распада возбужденных ядер был модифицирован, путем добавления в него возможности расчета множественности предразрывных нейтронов с учетом времени задержки. Код был подготовлен для размещения в базе знаний *NRV* [1] и может быть использован для дальнейшего исследования величин множественностей предразрывных частиц в реакциях слияния-деления.

Библиографический список

1. База знаний по низкоэнергетической ядерной физике Nuclear Reaction Video (NRV). — Электрон. дан. — URL: <http://nrv.jinr.ru> (дата обращения: 01.09.2015 г.).
2. Гончар, И. И. // ЭЧАЯ. — 1995. — Т. 26, вып. 4. — С. 932—1000.
3. Игнатюк, А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер / А. В. Игнатюк. — Москва : Энергоатомиздат, 1983. — 175 с.
4. Иткис М. Г., Русанов А. Я. // ЭЧАЯ. — 1998. — Т. 29, вып. 2. — С. 389—488.
5. Карпов, А. В. Описание распределений осколков деления возбужденных составных ядер в рамках трехмерной ланжевеновской динамики : дисс. на соиск. уч. степ. к.ф.-м.н. — Омск, 2002.
6. Ньютон, Дж. О. // ЭЧАЯ. — 1990. — Т. 21, вып. 4. — С. 821—913.
7. Brinkmann K.-T. et al. // Phys. Rev. — 1994. — C50. — P. 309.
8. Charity R.J. et al. // Nucl. Phys. — 1986. — A457. — P. 441.
9. Hinde D.J. et al. // Nucl. Phys. — 1986. — V. A452. — P. 550—572.
10. Kramers H.A. // Physica. — 1940. — V. VII. — P. 284.
11. Morton C.R. et al. // Phys. Rev. — 1999. — C60. — P. 044608.
12. Newton J.O. et al. // Nucl. Phys. — 1988. — A 483 — P. 126.
13. Rossner H. et al. // Phys. Rev. — 1992. — C45. — P. 719.
14. Zagrebaev et al. // Phys. Rev. — 2001. — V. C65. — P. 014607.