

ПРОГРАММА CASCADEX ДЛЯ РАСЧЕТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ И ЯДЕР ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

А.Ю. Станковский, А.Ю. Конобеев, И.С. Купцов

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



В статье описывается программа CASCADEX, созданная на основе соединения модели внутриядерного каскада, используемой в программе CASCADE/INPE с моделью Хаузера-Фешбаха, реализованной в программе TALYS и описывающей статистический процесс девозбуждения ядер после каскадной стадии. Программа была протестирована на расчетах выходов радионуклидов, образующихся при взаимодействии протонов с энергиями 0.8–1.2 ГэВ с веществом. Значения сечений, рассчитанные по CASCADEX, лучше согласуются с существующими экспериментальными данными, чем аналогичные данные, полученные по другим программам, реализующим каскадно-испарительные модели.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интерес к проблеме трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов значительно возрос. Наиболее реальными проектами трансмутационных установок принято считать подкритические ускорительно-управляемые системы, ориентированные на трансмутацию, в первую очередь, младших актинидов и, в перспективе, долгоживущих продуктов деления. В таких установках нейтронный спектр, необходимый для выжигания актинидов, формируется нейтронами, образующимися в мишени из тяжелого металла, облучаемой протонами с энергиями от нескольких сотен мегаэлектронвольт до 1 ГэВ. Для расчета характеристик таких установок в программах переноса частиц методом Монте-Карло в указанном диапазоне энергий, а также для моделирования процессов накопления радиоактивных изотопов в нейтронообразующих мишенях и генераторах нейтронов используются модели внутриядерного каскада, предравновесные и статистические модели испарения и деления.

Энергетический диапазон, в котором применим данный комплекс моделей, достаточно широк: от нескольких десятков мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт. В большинстве моделей за быстрой каскадной стадией реакции налетающей частицы с ядром-мишенью следует предравновесная эмиссия частиц. Затем окончательное девозбуждение ядер происходит путем конкурирующих процессов испарения и деления. В некоторых программах, таких, например, как каскадная модель INCL4, соединенная с испарительной моделью ABLA [1], предравновесная стадия отсутствует. Расчеты по программам INCL4/ABLA, CEM03 и LAQGSM

© А.Ю. Станковский, А.Ю. Конобеев, И.С. Купцов, 2008

[2] дают хорошее согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне энергий налетающих частиц и массовых чисел ядер-мишеней. Однако ни одна модель не способна воспроизводить экспериментальные данные во всей энергетической области и для всех ядер-мишеней, имеющих важное значение для компьютерного моделирования ускорительно-управляемых систем и нейтронных источников на основе реакций глубокого расщепления. Среди всего набора каскадных моделей модель, разработанная в Дубне в конце 60-х годов прошлого века [3], занимает особое место. Развитие внутриядерного каскада в данном случае моделируется во времени; таким образом, эта модель относится к классу временно-зависимых. За быстрой каскадной стадией следует равновесная эмиссия частиц, и в этом плане эта модель аналогична модели INCL4/ABLA. В течение последних двадцати лет данная (дубнинская) модель развивалась в ИАТЭ, и на ее основе был создан комплекс программ CASCADE/INPE [4] для расчета переноса частиц.

В настоящей статье описывается объединение этой каскадной модели (обозначенной в тексте как CASCADE) со статистической моделью, описывающей равновесную эмиссию частиц. Новая программа, получившая название CASCADEX (CASCADE eXtended), предназначена для моделирования взаимодействий налетающих частиц и ядер с массовым числом до 240 а.е.м. с веществом. Массовые числа ядер-мишеней (A) варьируются в диапазоне от 2 до 240 а.е.м. Энергии налетающих частиц составляют до 2 ГэВ/нуклон для ядер-мишеней с массой меньше 40 а.е.м. и до 1 ГэВ/нуклон для ядер тяжелее 40 а.е.м.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Стадия внутриядерного каскада

Рассматриваемая модель внутриядерного каскада [5–8] базируется на описании процесса взаимодействия двух облаков ферми-газа. Считается, что нуклоны находятся в потенциальной яме:

$$V(r) = \varepsilon + \frac{P_f^2}{2m}, \quad (1)$$

где m – масса свободного нуклона, ε – усредненная энергия связи нуклона в ядре, P_f – фермиевский импульс нуклона в ядре.

В результате взаимодействия налетающего нуклона с нуклоном ядра-мишени последний приобретает дополнительный импульс и начинает движение в ядре. Далее движущиеся каскадные нуклоны могут взаимодействовать с другими нуклонами ядра, в результате образуются новые частицы, либо нуклоны упруго перерассеиваются. Взаимодействие каскадных частиц друг с другом, как правило, не рассматривается. Процесс продолжается до тех пор, пока все движущиеся частицы не поглотятся ядром либо не покинут его.

Ядерные нуклоны характеризуются импульсным распределением

$$W(p)dp \sim P^2 dp, \quad 0 \leq p \leq P_f \equiv p_f(r).$$

Максимальное значение локального импульса Ферми выражается через ядерную плотность $\rho(r)$:

$$P_f(r) = \hbar [3\pi^2 \rho(r)]^{1/3}. \quad (2)$$

Для ядер с $A \leq 16$ величина $\rho(r)$ аппроксимируется осцилляторным распределением с параметрами, полученными из эксперимента:

$$\rho(r) = \frac{2}{Z\pi^{3/2}a^3} \left\{ 1 + \frac{z-2}{3} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right\} \exp \left(-\frac{r^2}{a^2} \right). \quad (3)$$

Для ядер с $A > 16$ используется распределение Вудса-Саксона

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)}, \quad (4)$$

где r – радиус половинной плотности, $c = 1,07A^{1/3}$ Фм, параметр диффузности $a = 0,545$ Фм, а $\rho_0 = \frac{2}{Z\pi^{3/2}a^3}$. На размещение нуклонов в ядре накладывается условие $d \geq 2r_c$, d – расстояние между центрами нуклонов, $r_c = 0,4$ Фм – радиус керна нуклона.

Неупругое взаимодействие двух ядер – суперпозиция двухчастичных нуклон- и пион-нуклонных столкновений, которые условно можно разделить на три группы:

- группа A – упругие и неупругие столкновения вторичных p -мезонов и нуклонов с нуклонами ядра-мишени;
- группа B – упругие и неупругие столкновения вторичных пионов и нуклонов с падающими нуклонами;
- группа C – упругие и неупругие столкновения налетающих нуклонов с нуклонами ядра-мишени.

Столкновения из среды C переходят в области перекрытия A и B , тогда как взаимодействия вторичных частиц с внутриядерными нуклонами могут происходить и после того как ядра разделены и продолжаются до тех пор, пока эти частицы не выйдут из соответствующего ядра или поглотятся им, если их энергия оказывается меньшей определенной «энергии обрезания» ($T_{обр}$) [9, 10]. Величина $T_{обр}$ является параметром модели, зависит от типа частицы и от заряда ядра и представляет собой минимальную энергию, с которой быстрая частица может вылететь из ядра [9,10]. Считается, что если кинетическая энергия частицы, находящейся в потенциальной яме, удовлетворяет условию

$$T' < T < T' + Q + T_{обр}, \quad (5)$$

где T' – энергия Ферми, то частица поглощается ядром и ее дальнейшее движение не прослеживается.

В процессе моделирования каскадного процесса для протонов (вне ядра) с энергией, меньшей кулоновского потенциала протонов V_p , необходимо учесть эффект прохождения через кулоновский барьер. Учет подбарьерного эффекта позволяет описать плавную зависимость неравновесной части протонного спектра от энергии вылетающего протона. В предравновесной экситонной модели аналогичная зависимость расчетного спектра от энергии получается при вычислении сечения обратной реакции для протонов по оптической модели, описывающей поглощение и рассеяние протонов в реалистической потенциальной яме.

Взаимодействием вторичных частиц между собой в данной модели в процессе развития каскада пренебрегается.

Налетающее ядро-снаряд «распаковывается» на A составляющих его нуклонов с учетом того, что они находятся в связанном состоянии. Это делается путем введения эффективной массы связанного нуклона $M's^2 = Mc^2 - \epsilon$, где M – масса свободного нуклона, ϵ – средняя энергия связи в ядре, и эффективной кинетической энергии нуклона в ядре $T' = T - \epsilon$, где T – кинетическая энергия нуклона в ядре, c – скорость света. Розыгрыш эффективной кинетической энергии T'_i нуклона налетающего ядра с эффективной массой M' выполняется в системе центра масс налетающего ядра с учетом

$\sum_{i=1}^A T'_i = \epsilon A$. Значение T'_i выбирается из распределения Фер-

ми с учетом выполнения закона сохранения энергии и импульса для нуклонов налетающего ядра в связанной с ним системе координат и при условии, что эти нуклоны имеют массу M' . Далее, переходя в лабораторную систему отсчета и возвращаясь к массе M , сохранив полную энергию частицы, можно точно выполнить закон сохранения энергии, что позволяет правильно вычислить энергию возбуждения ядра-мишени. Кинетическая энергия относительного движения сталкивающихся частиц рассчитывается с учетом того, что столкновение происходит в усредненном поле, создаваемом отдельными нуклонами ядра. Последнее достигается путем изменения полной энергии частицы на величину потенциала ядра $V(r)$ в системе, связанной с этим ядром.

Предполагается, что нуклоны ядра-мишени в лабораторной системе могут быть описаны как независимые частицы, характеризующиеся 4-мерным вектором пространства-времени (\vec{r}, t) и 4-мерным вектором импульса-энергии (\vec{p}, E) с эффективной массой

$$m_{\text{эфф}} c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 \cdot c^2} = m \cdot c^2 + V(r). \quad (6)$$

Влияние ядерного потенциала на частицу, вошедшую в ядро, учитывается в приближении внезапного возмущения путем увеличения ее энергии на $V(r)$.

Введение приближения независимых частиц с эффективными массами позволяет последовательно использовать релятивистскую кинематику, приняв во внимание, в частности, эффект релятивистского сжатия ядер, и симметризовать задачу по отношению к сталкивающимся ядрам.

Диффузность ядерной плотности и потенциала ядра учитывается путем ввода радиальной зависимости граничной энергии Ферми, определяемой локальной плотностью нуклонов с помощью формул для вырожденного ферми-газа.

Динамика взаимодействия во времени прослеживается с помощью метода Монте-Карло, что позволяет учесть интерференцию отдельных ветвей каскада реакции.

Вероятность любого двухчастичного столкновения определяется сечением нуклон-нуклонного или пион-нуклонного взаимодействия $\sigma_t(T)$ [9] и числом нуклонов в ядре, центры которых находятся внутри цилиндра с радиусом $r_{\text{int}} = r_0 + \lambda$ ($r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, λ – дебройлевская длина волны прослеживаемой частицы) и осью, направленной вдоль вектора скорости частицы (а также принципом Паули).

При этом вероятность распада точно на k -м нуклоне, пройдя без взаимодействия $/k-1/$ нуклон, определяется распределением

$$\omega_k = \prod_{i=1}^k (1 - q_i) q_k, \quad (7)$$

где парциальные вероятности q_i ($i=1, 2, \dots$) выражаются через сечения взаимодействия с i -м нуклоном σ_i :

$$q_i = \frac{\sigma_i}{\pi(r_0 + \lambda)^2}. \quad (8)$$

Эволюция взаимодействующей системы рассматривается следующим образом.

В фиксированный момент времени t разыгрываются все возможные соударения (т.е. для каждой из трех групп столкновений определяются партнеры взаимодействия), среди которых выбирается то, которое реализуется раньше остальных, т.е. $\Delta t = \min\{t_i\}$, и система (положение ядра-снаряда и вторичных частиц) сдвигается к новому моменту $t \rightarrow t + \Delta t$. Для выбранного таким образом двухчастичного столкновения разыгрываются характеристики реакции и для нуклонов проверяется выполнение принципа Паули.

Нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем уже рассматривается как каскадная частица, а не составляющая ядерной системы; это вызывается локальным изменением ядерной плотности при соударении двух ядер (так называемый «эффект траления»).

Если произошло взаимодействие каскадной частицы с нуклоном-партнером, а последний входил еще и в другие цилиндры и, следовательно, был потенциальным партнером для столкновений с другими каскадными частицами, то для этих каскадных частиц партнеры взаимодействия в момент $t+\Delta t$ разыгрываются заново.

Вычисление каскадной стадии заканчивается, когда все каскадные частицы вышли из ядра или поглотились им.

Частицы внутри ядра прослеживаются вплоть до минимальной кинетической энергии $V(r)+T_{\text{обр}}$. Считается, что частицы с меньшей энергией поглощаются ядром, а с большей – вылетают из ядра.

Подсчет оставшихся в потенциальной яме нуклонов и их изотопического состава дает массовое и зарядовое числа остаточных возбуждений ядра.

Энергия возбуждения остаточного ядра определяется энергией поглощения частиц и дырок, образованных в результате внутриядерных столкновений, а импульс остаточного ядра находится из закона сохранения импульса, последовательно применяемого в ходе расчета внутриядерного каскада при каждом акте соударений частиц.

Угловой момент остаточного ядра находится из закона сохранения углового момента, также последовательно применяемого в ходе расчетов внутриядерных каскадов при каждом акте соударения частиц.

Испарение и деление

После окончания каскадной стадии реакции ядро переходит в равновесное состояние и снимает возбуждение путем испарения вторичных частиц.

Испарительная модель, основанная на статистическом подходе Вайскопфа и Ивинга [10], применяется для расчета сечений в сочетании с предравновесными моделями, поскольку рассматривает эмиссию частиц из возбужденного ядра. Для моделирования процесса испарения частиц из ядра необходимо рассчитать вероятности распада ядра из начального возбужденного состояния в состояние, следующее после вылета частицы. С учетом всех тонкостей данную вероятность рассчитать довольно сложно, поэтому для сокращения времени расчета используются приближенные подходы, основанные на принципе детального равновесия [3].

Тем не менее, в последние годы было создано несколько программ, использующих для описания процесса девозбуждения ядер более точную модель Хаузера и Фешбаха [11–17].

В программе CASCADEX наряду с «быстрым» расчетом равновесной стадии по приближенным моделям Вайскопфа и Ивинга предусмотрена возможность проведения более детального (но и вместе с тем более длительного) расчета процесса девозбуждения по модели Хаузера и Фешбаха. За основу был взят алгоритм реализации модели из программы TALYS [18], предназначенной для расчета ядерных реакций при энергиях ниже 200–250 МэВ.

Принцип работы программы CASCADEX заключается в следующем. Информация о возбужденных ядрах, образующихся после стадии внутриядерного каскада, накапливается после каждой истории взаимодействия первичной частицы с ядром-мишенью, при этом алгоритм расчета испарения частиц по приближенным моделям [10] отключен. Таким образом, после прослеживания всех историй первич-

ных частиц образуется «популяция» составных ядер, причем ее размеры и содержание зависят от «пороговой» энергии, ниже которой каскадная стадия считается завершенной. Эта энергия является параметром модели, и для всех расчетов, выполненных для данной статьи, была принята равной 200 МэВ, исходя из области применения TALYS, рекомендованной авторами программы [18].

Таким образом, информация о вероятности распределения возбужденных ядер по энергиям является исходной для работы подпрограммы, взятой из программы TALYS для расчета ветви, реализующей схему Хаузера и Фешбаха дальнейшего де-возбуждения составного ядра. На начальном этапе определяется распределение возбужденных ядер в каждом энергетическом интервале по спиновым числам путем свертки начального распределения по энергиям со спиновым распределением ферми-газа. Энергетический диапазон исходного распределения является эквидистантным, максимальная энергия и количество интервалов для популяции каждого рассматриваемого составного ядра определяются путем обработки входной информации после расчета внутриядерного каскада. Расчет состояния составных ядер проводится в порядке возрастания массового числа.

Начальное число историй, задаваемое для расчета внутриядерного каскада, определяет статистическую погрешность образования каждого составного ядра, давая информацию о точности конечных результатов после обработки всех составных ядер.

Процесс деления ниже «пороговой» энергии может быть рассчитан как с помощью моделей, заложенных в программу CASCADE, так и с помощью алгоритма, заимствованного из TALYS, в зависимости от выбора пользователя. Вероятность деления вычисляется с учетом подхода Бора и Уилера [19]. Распределения продуктов деления рассчитываются в подходе, описанном в [20]. Величины барьеров деления вычисляются согласно [21]. Массы ядер вычисляются на основе данных библиотеки RIPL-2 [22] и подхода, описанного в [23].

Расчет с использованием предложенного метода на основе объединения модели внутриядерного каскада со статистической моделью Хаузера и Фешбаха занимает гораздо больше время, чем расчеты по другим алгоритмам внутриядерного каскада и испарения. Следует подчеркнуть, что именно повышение точности за счет производительности являлось мотивацией для создания программы CASCADEX. Данная модель может найти применение как реперная модель для валидации других программ, построенных на основе более быстрых (но менее точных) алгоритмов.

ПРИМЕРЫ РАСЧЕТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕДЛАГАЕМОЙ МОДЕЛИ

В иллюстративных целях проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных по выходам продуктов в реакциях под действием протонов с энергиями от 0.8 до 1.2 ГэВ [24–27]. Для сравнения использовались также результаты расчетов остаточных ядер, полученные по программам CEM03 [2,28] и INCL4/ABLA [1,28], наиболее популярным в настоящее время. Полученные результаты выходов продуктов реакций умножались на одно и то же полное сечение неупругих взаимодействий протонов с ядрами для получения сечений образования ядер. Кривые массовых распределений остаточных ядер для различных ядер-мишеней и энергий первичных протонов приведены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, сечения, рассчитанные по программе CASCADEX, лучше согласуются с экспериментальными данными, чем сечения, рассчитанные по другим программам. Однако имеется существенное расхождение в области продуктов

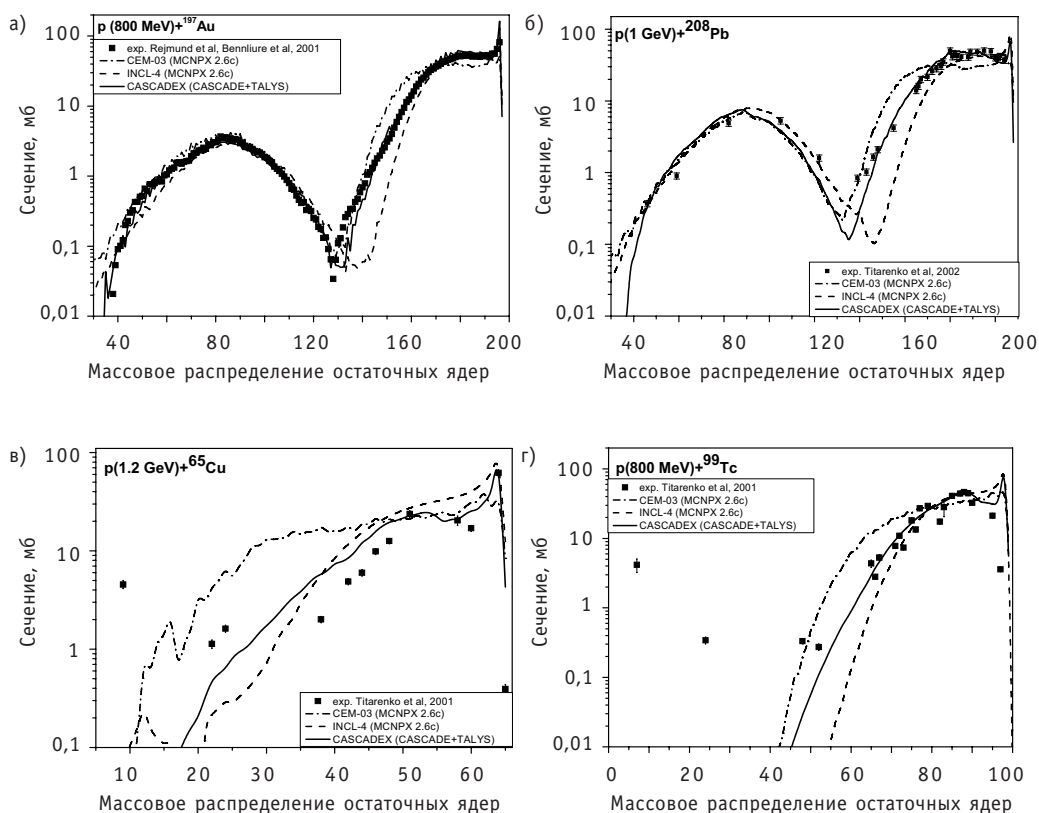


Рис. 1. Массовые распределения сечений накопления ядер – продуктов реакции: а) ^{197}Au , облучаемого протонами с энергией 800 МэВ; б) ^{208}Pb , облучаемого протонами с энергией 1 ГэВ; в) ^{65}Cu , облучаемого протонами с энергией 1.2 ГэВ; г) ^{99}Tc , облучаемого протонами с энергией 800 МэВ. Кривые, полученные по CASCADEX, обозначены непрерывными линиями, пунктирными и пунктирными с точкой линиями представлены расчеты по моделям CEM03 и INCL4/ABLA; экспериментальные данные взяты из [24–27]

глубокого расщепления. Особенно отчетливо это наблюдается для ядер-мишеней ^{65}Cu и ^{99}Tc , а также для легких фрагментов, образующихся при взаимодействии высокоэнергетических протонов с тяжелыми ядрами.

На рис. 2 показаны массовые распределения элементов Pt, Pb, Gd, и Yb. Для сравнения использовались два набора экспериментальных данных [24–27]: для реакций протонов с энергией 0.8 ГэВ на ^{197}Au и протонов с энергией 1 ГэВ на ^{208}Pb . Из рисунка видно, что расхождение с экспериментальными данными по сечениям образования продуктов реакций с массовыми числами, близкими к массовому числу ядра-мишени, невелико, и это характерно для всех трех моделей. Тем не менее, в этой области данные, рассчитанные по программе CASCADEX, находятся ближе к экспериментальным сечениям.

В области продуктов деления наилучшее согласие с экспериментальными значениями сечений наблюдается у INCL4/ABLA, а CASCADEX занимает промежуточную позицию.

Как уже отмечалось выше, наиболее проблематичной является область продуктов глубокого расщепления. Для тяжелых ядер, используемых в качестве нейтронообразующих мишеней в ускорительно-управляемых системах, эта область является важной, т.к. здесь находятся изотопы редкоземельных элементов, нестабильные по отношению к альфа-распаду. Именно они вносят доминирующий вклад

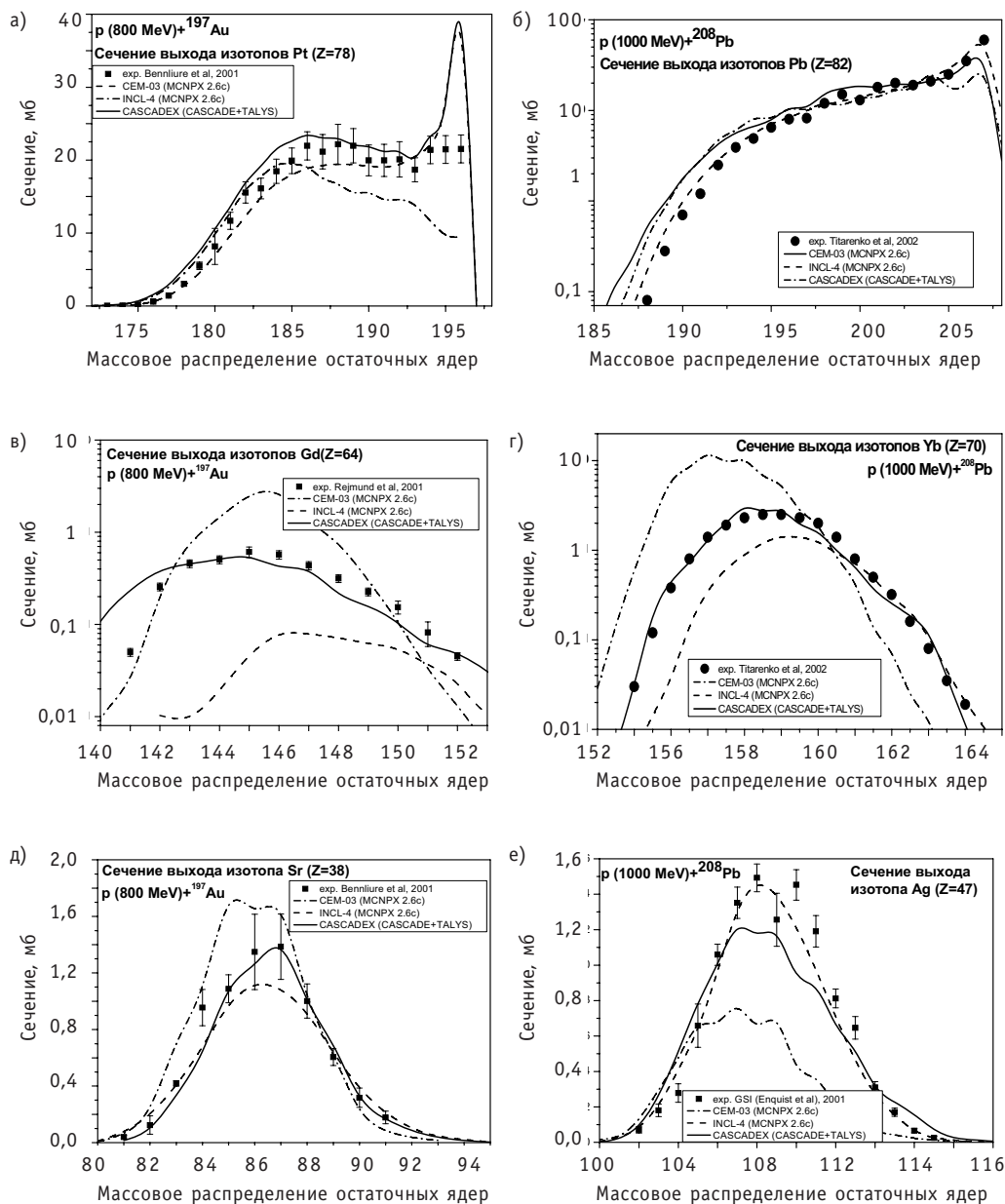


Рис. 2. Независимые выходы изотопов различных элементов, полученные для реакций, обозначенных на рис. 1а (левый столбец) и рис. 1б (правый столбец). Все обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные данные взяты из [26,28]

в радиотоксичность мишеней, как было показано в [29,30]. Качество моделирования выходов таких радионуклидов обсуждалось в [31]. Как следует из рис. 2в и 2г, использование программы CASCADEX позволяет получить гораздо более точные значения сечений в области редкоземельных элементов.

Расчеты функций возбуждения верифицировались на примере ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$. Расплав Pb-Bi является теплоносителем и в то же время мишенью в подкритических ускорительно-управляемых системах. Экспериментальные данные по функциям возбуждения были взяты из [32].

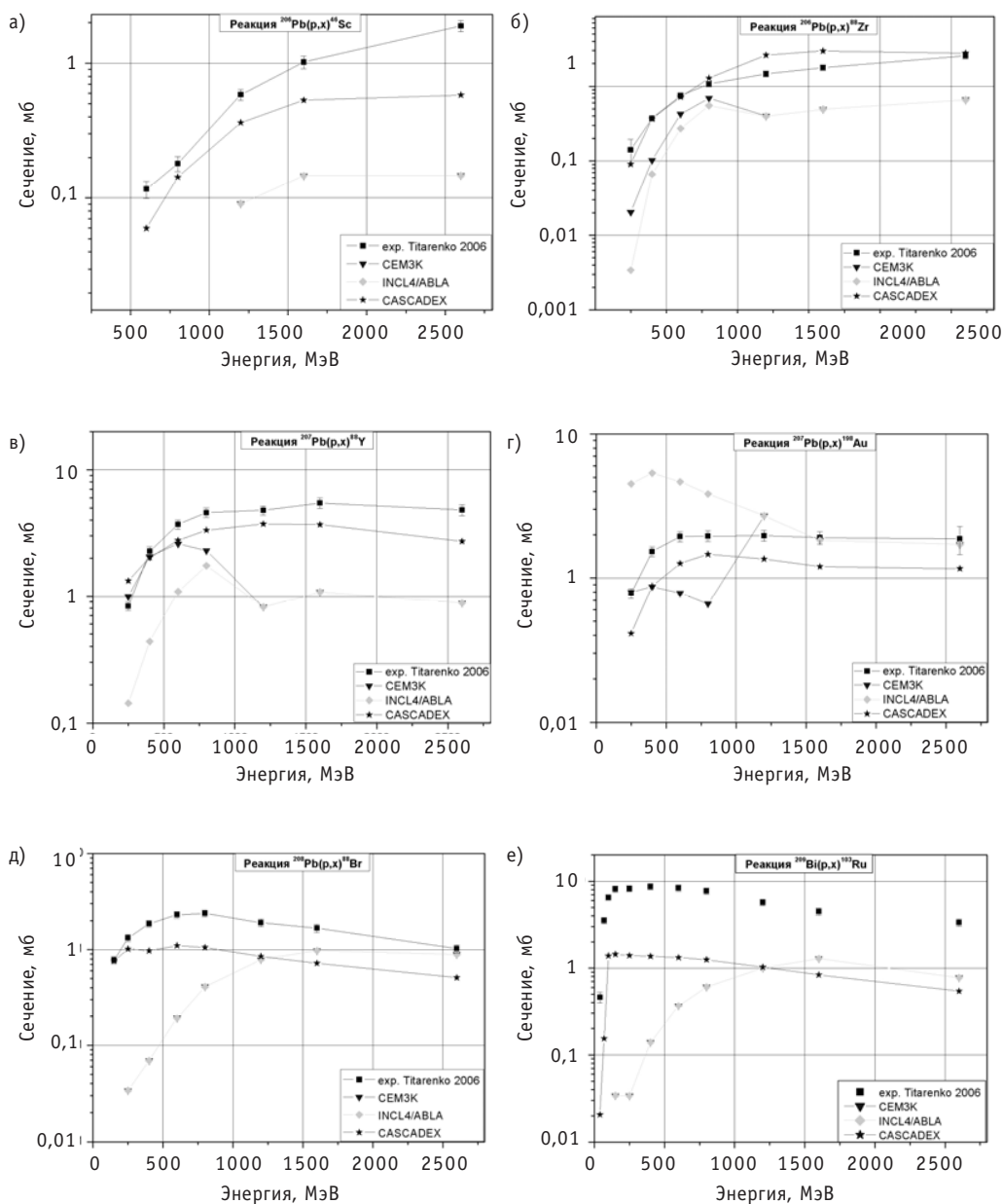


Рис. 3. Функции возбуждения реакций: а) $^{206}\text{Pb}(p,x)^{46}\text{Sc}$; б) $^{206}\text{Pb}(p,x)^{88}\text{Zr}$; в) $^{207}\text{Pb}(p,x)^{88}\text{Y}$; г) $^{207}\text{Pb}(p,x)^{198}\text{Au}$; д) $^{207}\text{Pb}(p,x)^{88}\text{Br}$ и е) $^{209}\text{Bi}(p,x)^{103}\text{Ru}$. Результаты, полученные по CASCADEX, обозначены звездочками; треугольниками и ромбами представлены расчеты по моделям CEM03 и INCL4/ABLA соответственно. Экспериментальные данные взяты из [32]

На рис.3 представлены расчеты функций возбуждения, проведенные по моделям CASCADEX, CEM03 и INCL4/ABLA. Как видно из графиков, CASCADEX воспроизводит энергетическую зависимость сечений реакций точнее, чем CEM03 и INCL4/ABLA, практически во всем энергетическом диапазоне применимости модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье описана программа CASCADEX, в которой соединены модель внутриядерного каскада и статистическая модель Хаузера и Фешбаха. Рассчитан-

ные значения сечений образования ядер, полученные с помощью программы CASCADEX, находятся ближе к экспериментальным сечениям, нежели расчетные данные, полученные по программам CEM03 и INCL4/ABLA. Тем не менее, для достижения более точных результатов необходимы большие временные затраты.

Полученные результаты дают все основания полагать, что программа CASCADEX позволит получить более точные значения сечений, функций возбуждения и энергетических спектров вторичных частиц в более широком диапазоне энергий и массовых чисел ядер-мишеней, чем программы CEM03 и INCL4/ABLA.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность автору программы TALYS А.Кёнингу за ценные замечания и советы по интеграции статистической модели девозбуждения в программе CASCADEX.

Литература

1. Boudard A., Cugnon J., Leray S., Volant C. // Phys. Rev. C66 (2002) 044615
2. Mashnik S. G., Gudima K. K., Baznat M. I. // J. Phys.: Conf. Ser. 41 (2006) 340.
3. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. – М.: Атомиздат, 1972.
4. Барашенков В. С., Конобеев А. Ю., Коровин Ю. А., Соснин В. Н. // Атомная энергия. 1999. – № 87, 283.
5. Barashenkov V. S., et al. // Nucl. Phys. A338 (1980) 413-420.
6. Barashenkov V. S. // Comp. Phys. Comm. 126 (2000) 28-31.
7. Barashenkov V. S. et al. // Nucl. Phys. A231 (1974) 462-476.
8. Мусульманбеков Ж. Ж., Жереги Ф. Г. – Отчет ОИЯИ, 1984.
9. Барашенков В. С., Полянски А. Электронный справочник сечений Препринт ОИЯИ Е2-94-417. – Дубна, 1994.
10. Weisskopf V. F., Ewing D. H. // Phys. Rev. 57 (1940) 472.
11. Hauser W. and Feshbach H. // Phys. Rev. 87 (1952) 366.
12. Fu C. Y., Guimaraes F. B. and L. C. Leal // Nucl. Sci. Eng. 143 (2003) 164-176.
13. Yavshits S., Ippolitov V., Goverdovskii A. and Grudzevich O. // Proc. Int. Conf. on Nuclear data for Science and Technology (ND2001) (Tsukuba, Japan, Oct. 7-12, 2001). – P. 104.
14. Yavshits S., Boykov G., Ippolitov V., Pakhomov S., Roschin A., Grudzevich O. Report INDC(CCP)-430, 2001, p. 83; translated from Journal Yadernye Konstanty (Nuclear Constants), Iss. No 1, 2000.
15. Yavshits S., Grudzevich O. // Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Santa Fe, 2004, p. 1221.
16. Le Gentil E. et al. // Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 022701.
17. Quednau B. M. et al. // Nucl. Phys. A606 (1996) 538-558.
18. Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. // Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (ND2004), Santa Fe, USA, 1154 (2004) / ed. Haight R. C., Chadwick M. B., Kawano T. – AIP vol. 769, (2005).
19. Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. TALYS-1.0 USER MANUAL, (2007)
20. Bohr N., Wheeler J. A. // Phys. Rev. 56 (1939) 426.
21. Konobeyev A. Yu., Korovin Yu. A., Vecchi M. // Kerntechnik 64 (1999) 216.
22. Sierk A. J. // Phys. Rev. C 33 (1986) 2039.
23. RIPL-2, TECDOC-1506, IAEA, Vienna, 2006.
24. Duflo J. and Zuker A. P. // Phys. Rev. C52 (1995) R23-R27.
25. Titarenko Yu. E. et al. ISTC-839 Final technical report (2001).
26. Titarenko Yu. E., et al. // Phys. Rev. C 65 (2002) 064610.
27. Bennliure J., et al. // Nucl. Phys. A 683 (2001) 513-519.

- 28. *Rejmund F., et al.*//Nucl. Phys. A 683 (2001) 540-565.
- 29. *Pelowitz D.B., ed.* MCNPX User's Manual, Version 2.5.0 LA-CP-05-0369 (2005).
- 30. *Artisyuk V., et al.*//Prog.Nucl. En. 40 (2002) 637.
- 31. *Kelley K. C., Hertel N. E., Pitcher E. J., Devlin M., and Mashnik S. G.* ^{148}Gd Production Cross Section Measurements for 600- and 800-MeV Protons on Tantalum, Tangsten, and Gold//Nucl. Phys. A760 (2005) 225-233.
- 32. *Saito M., Stankovsky A., Artisyuk V., Korovin Yu., Shmelev A. and Titarenko Yu.*//Nucl. Sci. Eng. 142 (2002) 22.
- 33. *Titarenko Yu.E. et al.* ISTC-2002 Final technical report (2005) <http://www.nea.fr/html/science/egsaatif/ISTC2002-final-report.pdf>.

Поступила в редакцию 1.09.2008

related to reduced sets of common attributes associated with design, location and operation modes of redundant components of safety systems is proposed.

УДК 621.039.5

Automated Breakage Monitoring System of Metal and Binding Steel-Zirconium Fuel Channels RBMK-1000 Nuclear Reactor \A.I. Trofimov, S.I. Minin, M.G. Kalenishin, A.V. Nakhobov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 9 pages, 6 illustrations. – References, 1 title.

Automated breakage monitoring system of metal and binding steel-zirconium fuel channels RBMK-1000 nuclear reactor presented uses ultrasonic cylindrical phased array. Working equation allowing to managing cylindrical phased array, monitoring algorithm, and software structure are presented.

УДК (504.3+504.4):623.8

A Comprehensive Radiological and Environmental Investigation of Territories and Water Areas near Nuclear Submarine Operation Bases and Dismantling Sites \C.M. Vakulovsky, M.V. Propisnova, V.M. Kim, A.I. Nikitin, I.Y. Katrich, V.B. Chumichev, A.A. Volokitin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 6 pages, 5 tables. – References, 8 titles.

The paper presents information on the system of radiation monitoring in Arkhangelsk, Murmansk, Kamchatka regions and Primorye Territory, where the atomic submarine bases and the sites for their utilization are located. Given also are the generalized results of regular observations of the radiation situation (bulk activity of radioactive substances in the atmospheric boundary layer, their fallout on the underlying surface, tritium contents in precipitation, total activity of ^{90}Sr in the seas, the gamma radiation exposure dose) in the regions for 2003–2007 in comparison with the data given for the Russian Federation. Besides, given are the data of a radionuclide analysis of the aquatic environment samples (water, bottom sediments, flora and fauna) taken at the Russian station of coastal monitoring (near the settlement of Teriberka) along with the results of annual observations of radionuclide contents in bottom sediments in the water area close to the FSUE PA «Sevmash» in Severodvinsk.

УДК 621.039.564

Justification of Turbine-Neutron Flow Gages usage in a Vessel-Type Boiling Reactor with Natural Coolant Circulation in the Core \V.P. Sadulin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 8 pages, 3 illustrations. – References, 7 titles.

The paper presents the calculated and experimental justification of an advanced turbine-neutron flow gage to be used to measure coolant flow rate in fuel assemblies of vessel-type boiling reactor VK-50. A distinctive feature of this flow gage is that a turbine rotation frequency signal is read by a neutron detector of the in-pile heat rate control system. The lifetime of the gage is about 8 months of uninterrupted operation. Calculations of a change of its calibration performance were done at a testing facility under nominal conditions, the temperature of reactor water being raised up to 280°C. A design correction factor for the turbine rotation frequency makes up 1.006–1.01 being in inverse proportion to the water flow rate. The experiment shows that the gage performance remains the same during the above-said period of operation in the reactor.

УДК 621.039.51

Modified Internuclear Cascade-Evaporated Model for Calculation of Interactions between Particles and Nucleus in Intermediate and High Energy Ranges with Matter \A.Yu. Stankovskiy, A. Yu. Konobeev, I. S. Kuptsov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 11 pages, 3 illustrations. – References, 33 titles.

The improved intranuclear cascade and evaporation model is discussed. The fast intranuclear cascade stage follows by the de-excitation, which is described using the Hauser-Feshbach statistical model. The model proposed has been validated on radionuclide yields in proton-induced reactions at energies 0.8–1.2 GeV. The results show the advantages of using this approach instead of usual intranuclear cascade and evaporation algorithms.