

# РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И ТРАНСАКТИНИДАМИ

**А.П. Маркин, В.С. Мастеров, Н.П. Савельев**

*Обнинский институт атомной энергетики, г. Обнинск*



В работе приведены результаты расчетов реакций, вызванных фотонами, нуклонами и легкими нуклидами промежуточных энергий, и оценка сечений ( $e, e'$ ) на быстрых электронах для важнейших с точки зрения проблемы выжигания ядер продуктов деления (Cs, Sr, I, Tc) и трансактинидов (Np, Am, Cm).

## ВВЕДЕНИЕ

Создание экологически чистого и экономически обоснованного топливного цикла ядерной энергетики требует всестороннего рассмотрения проблемы. В частности, необходима разработка и оценка методов выжигания или трансмутации высокоактивных ядерных отходов, среди которых наибольшую озабоченность вызывают два их типа: трансактиниды и ядра-осколки деления. Они нарабатываются в ядерных реакторах и обладают периодом полураспада несколько десятков лет и больше. В данной работе рассматривается один из наиболее перспективных способов выжигания радиоактивных изотопов - использование пучков заряженных частиц, высокоэнергетичных нейтронов или  $\gamma$ -квантов, получаемых на протонных или электронных ускорителях с большими токами. Для создания концепции выжигания на ускорителях необходимо получение оцененных ядерных данных о взаимодействии соответствующих частиц промежуточных энергий с радиоактивными ядрами, для которых отсутствуют экспериментальные данные. Их отсутствие должно компенсироваться созданием достаточно надежных методов расчета соответствующих сечений и спектров, а также исследованием возможностей распространения существующих методов, испытанных на стабильных изотопах, на радиоактивные изотопы.

Одним из первых этапов этой работы являются расчеты, результаты которых приводятся в настоящей работе. Были рассчитаны энергетические зависимости сечений фотоядерных реакций и реакций, инициируемых нуклонами и легкими нуклидами, проведена оценка сечений ядерных реакций на быстрых электронах для важнейших с точки зрения проблемы выжигания долгоживущих изотопов (в скобках указаны периоды полураспада в годах):  $^{135}\text{Cs}(2,3 \cdot 10^6)$ ,  $^{137}\text{Cs}(30,1)$ ,  $^{90}\text{Sr}(29,1)$ ,  $^{129}\text{I}(1,57 \cdot 10^7)$ ,  $^{97}\text{Tc}(2,6 \cdot 10^6)$ ,  $^{98}\text{Tc}(4,2 \cdot 10^6)$ ,  $^{99}\text{Tc}(2,13 \cdot 10^5)$ ,  $^{236}\text{Np}(1,55 \cdot 10^5)$ ,  $^{237}\text{Np}(2,14 \cdot 10^6)$ ,  $^{243}\text{Am}(7,37 \cdot 10^3)$ ,  $^{244}\text{Cm}(18,5)$ ,  $^{245}\text{Cm}(8,5 \cdot 10^3)$ ,  $^{246}\text{Cm}(4,76 \cdot 10^3)$ ,  $^{247}\text{Cm}(1,56 \cdot 10^7)$ ,  $^{248}\text{Cm}(3,48 \cdot 10^5)$ ,  $^{250}\text{Cm}(9,7 \cdot 10^3)$ .

## МОДЕЛИ И МЕТОДЫ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ Сферические ядра

Полные сечения фотопоглощения  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  на стабильных ядрах и их основные составляющие сечения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  достаточно хорошо изучены вплоть до энергий  $E_\gamma = 25-30$  МэВ. Для отдельных изотопов имеются данные по реакции  $(\gamma, 3n)$  вблизи порога. Данные о ядерных реакциях, полученные к середине семидесятых годов, собраны и систематизированы в известном атласе Бермана [1]. Анализ этих данных дает основание заключить, что энергетические зависимости указанных выше сечений обнаруживают простые и универсальные закономерности, позволяющие довольно надежно оценить эти сечения для неисследованных изотопов включая радиоактивные ядра-мишени вплоть до  $E_\gamma = 30$  МэВ, и с меньшей уверенностью экстраполировать соответствующие данные вплоть до энергий порядка 50 МэВ.

В результате взаимодействия фотонов с ядром при энергиях фотонов меньше 50 МэВ в ядре возбуждается особый тип коллективных движений, называемый "гигантским резонансом". Зависимость сечения фотопоглощения от энергии для большинства недеформированных ядер хорошо аппроксимируется соответствующим лоренцианом, а в случае деформированных ядер, когда существуют две моды колебаний (продольная и поперечная), - суммой двух лоренцианов. Поскольку реакция идет через возбуждение коллективных степеней свободы, т.е. через составное ядро, то согласно гипотезе Бора каналы распада ядра не зависят от способа образования составного ядра. В этом случае одним из наиболее распространенных методов для оценки вероятностей распада является испарительная модель Вайскопфа-Ивинга [2]. В рамках этой модели сечение процесса  $(\gamma, \mu)$ , где  $\mu$  - один из выходных каналов, записывается в виде

$$\sigma(\gamma, \mu) = \frac{\sigma_\gamma \cdot \Gamma_\mu(E_\mu)}{\sum_\mu \int \Gamma_\mu(E_\mu) \cdot dE_\mu}, \quad (1)$$

где  $\sigma_\gamma$  - сечение образования компаунд-ядра, т.е. сечение захвата ядром фотона, а  $\Gamma_\mu(E_\mu)$  - парциальная ширина распада составного ядра по каналу  $\mu$  с энергией испущенной частицы, равной  $E_\mu$ . В знаменателе стоит сумма по всем возможным каналам распада. Более совершенная модель Хаузера-Фешбаха требует большего объема информации о ядрах, образующихся в реакции, и гораздо большего времени для расчета сечений. Имея в виду оценочный характер проводимых вычислений, мы ограничились формулой (1). В проведенных нами расчетах учитывалось испускание возбужденным составным ядром нейтронов, протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов.

Как правило, при расчете  $\sigma_\gamma$  рассматривается электрический дипольный  $E1$  резонанс, однако на некоторых ядрах с помощью такой простой параметризации не удастся описать поведение сечения в жесткой части спектра, что возможно обусловлено наличием гигантских резонансов высших мультипольностей ( $M1$  или  $E2$ ). В таких случаях сечение аппроксимируется суммой двух лоренцианов.

Вероятность испускания заряженных частиц из составного ядра, возбужденного фотоном, из-за наличия кулоновского барьера, пропорционального  $Z^2$  (здесь  $Z$  - заряд ядра), сильно подавлена по сравнению с вероятностью испускания нейтрона и составляет  $10^{-2}-10^{-4}$  от последней. Радиационная ширина также составляет мизерную долю от нейтронной, т.к. последняя очень быстро нарастает выше порога испускания нейтрона. Таким образом, из всех возможных при рассматриваемых энергиях каналов распада компаунд-ядра с испусканием нейтрона может конкурировать только канал деления для ядер в области тяжелых трансактиноидов. Сразу оговорим, что в случае, если реакция идет на нейтронодефицитных изотопах, когда очень велика энергия отделения нейтрона, испускание заряженных частиц и радиационный распад могут составлять подавляющую

часть сечения реакции.

Наблюдаемые закономерности сводятся к следующему.

1. Зависимость сечения поглощения  $\gamma$ -кванта от его энергии  $\sigma_\gamma(E_\gamma)$  представляет собой пик гигантского электрического дипольного резонанса, удовлетворительно описываемый лоренцианом

$$\sigma_\gamma(E) = \sigma_0 / (1 + (E_\gamma^2 - E_0^2) / E_\gamma^2 \cdot \Gamma^2), \quad (2)$$

где  $\sigma_0$  - сечение в резонансе,  $E_0$  - резонансная энергия,  $\Gamma$  - ширина резонанса. В табл.1 приведены экспериментальные данные по параметрам гигантского резонанса для сферических ядер в интересующей нас области энергий, взятые из атласа [2]. Для некоторых из исследованных нуклидов данные в этом атласе отсутствуют, и в этих случаях параметры гигантского резонанса рассчитывались по систематике Блэна [12,13].

2. Испускание протонов происходит с гораздо меньшей вероятностью, чем нейтрона. Отношение этих вероятностей составляет величину порядка  $10^{-2}$  или меньше.

3. Если деление возможно, то оно сильно конкурирует с процессом испускания нейтрона.

4. При энергиях выше  $E_0$  на правом крыле гигантского резонанса сечение может заметно (иногда вдвое) превышать лоренцеву экстраполяцию. Есть тенденция считать это вкладом резонансов других мультипольностей, прежде всего квадрупольного [6]. Если этот вклад также аппроксимировать лоренцианом, то его наиболее вероятные характеристики примерно таковы:

- резонансная энергия на 10-15 МэВ выше, чем у дипольного;
- амплитуда резонанса на порядок ниже;
- ширина резонанса примерно та же.

Соотношение вероятностей испускания различного числа нейтронов в рамках, разрешенных энергетическим балансом, удовлетворительно описывается простой испарительной моделью, в которой спектр нейтронов имеет квазимаксвелловскую форму [7]

$$f(E_n) \cdot dE_n = C \cdot E_n \cdot e^{-E_n/T} \cdot dE_n. \quad (3)$$

Термодинамическую температуру  $T$  ядра для наших целей можно оценивать по формулам Дилга [8]. В этой работе плотность ядерных состояний описывается в модели ферми-газа с "обратным смещением":

$$T = (1 + (1 + 4aE)^{1/2}) / 2a, \quad E = U - \Delta, \quad (4)$$

где  $U = E_\gamma - \sum_{k=1}^x E_k - B_{xn}$  - энергия возбуждения ядра после вылета  $x$  нейтронов с энергий

$E_k$  каждый;  $B_{xn}$  - порог испускания  $x$  нейтронов. Параметр плотности уровней  $a$  и обратное смещение ("back shift")  $\Delta$  систематизированы в работе [9]. Эта систематика позволяет оценить их значения для интересующих нас радиоактивных ядер.

Все интересующие нас параметры гигантского резонанса и нейтронных спектров получаются с невысокой точностью, поэтому в расчетах представляются оправданными следующие дополнительные упрощающие предположения:

1) ступенчатая энергетическая зависимость температуры  $T(E) = T_x = \text{const}$  ( $E = E_\gamma - B_{xn}$ , где  $B_{xn}$  - порог испускания  $x$  нейтронов в реакции ( $\gamma, xn$ ));

2) учет при каждой энергии конкуренции только двух фотонейтронных реакций с числом испущенных нейтронов, различающимся на единицу;

3) пренебрежение при  $E_\gamma < 50$  МэВ реакциями с  $x > 3$ .

Совокупность значений параметров для сферических ядер, использованных в расчетах, приводится в табл. 1. Значения порогов реакций (энергий связи) взяты из справочника [10].

Таблица 1

**Параметры гигантского дипольного резонанса для сферических ядер среднего веса (см. формулу (1) в тексте)**

Нуклид	<sup>90</sup> Sr	<sup>97</sup> Tc	<sup>98</sup> Tc	<sup>99</sup> Tc	<sup>129</sup> I	<sup>135</sup> Cs	<sup>137</sup> Cs
a, МэВ <sup>-1</sup>	12,3	12,8	12,9	13,0	15,5	15,0	15,2
Δ, МэВ	0,67	-0,67	0,0	-0,52	-0,32	-0,21	0,92
T <sub>1</sub> , МэВ	1,03	1,09	1,00	1,04	0,93	0,95	0,87
T <sub>2</sub> , МэВ	1,40	1,38	1,31	1,33	1,18	1,20	1,14
T <sub>3</sub> , МэВ	1,72	1,63	1,55	1,56	1,39	1,41	1,35
B <sub>1n</sub> , МэВ	7,80	9,47	7,28	8,97	8,84	8,83	8,27
B <sub>2n</sub> , МэВ	14,17	17,35	16,75	16,25	15,67	15,72	15,04
B <sub>3n</sub> , МэВ	25,28	27,28	24,63	25,72	24,81	24,72	23,86
B <sub>4n</sub> , МэВ	33,71	35,90	34,56	33,59	31,95	31,87	30,75
E <sub>0</sub> МэВ	16,49	16,23	16,19	16,16	15,27	15,12	15,07
σ <sub>0</sub> , мб	210	230	230	230	320	330	330
Γ, МэВ	4,54	4,46	4,45	4,44	4,20	4,16	4,14

На рис. 1 представлены результаты расчета сечений реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и их суммы на сферическом ядре <sup>90</sup>Sr. Для ядер <sup>99</sup>Tc, <sup>129</sup>I и <sup>137</sup>Cs кривые имеют аналогичный вид, поэтому в статье не приводятся.

### Деформированные ядра

В отличие от рассмотренных ранее ядра <sup>236</sup>Np, <sup>237</sup>Np, <sup>243</sup>Am, <sup>244</sup>Cm, <sup>245</sup>Cm, <sup>246</sup>Cm, <sup>247</sup>Cm, <sup>248</sup>Cm, <sup>250</sup>Cm сильно деформированы. Выше отмечалось, что у таких ядер дипольный гигантский резонанс имеет две компоненты, обусловленные двумя модами колебаний. Поэтому при расчете сечений фотоядерных реакций нужно учитывать расщепление гигантских резонансов. Примем следующие простые предположения о характере этого расщепления:

- 1) каждый гигантский резонанс описывается суммой двух лоренцианов;
- 2) каждый лоренциан определяется тремя параметрами:  $\sigma_0$  - значение сечения в резонансе,  $E_0$  - резонансная энергия,  $\Gamma$  - ширина резонанса.

Сечение реакции, мб

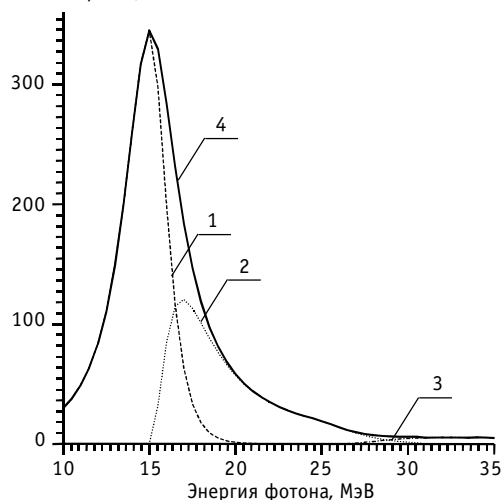


Рис.1. Сечения испускания нейтронов при захвате фотона ядром <sup>90</sup>Sr: 1 -  $(\gamma, n)$ , 2 -  $(\gamma, 2n)$ , 3 -  $(\gamma, 3n)$ , 4 -  $(\gamma, n)$  total

Сечение реакции, мб

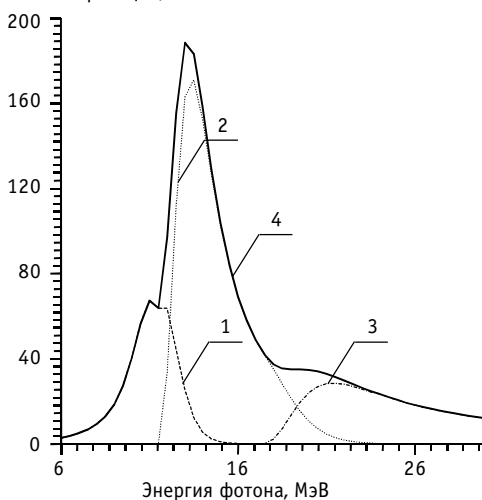


Рис.2. Сечения испускания нейтронов при захвате фотона ядром <sup>243</sup>Am: 1 -  $(\gamma, n)$ , 2 -  $(\gamma, 2n)$ , 3 -  $(\gamma, 3n)$ , 4 -  $(\gamma, n)$  total

Таблица 2

**Параметры гигантского дипольного резонанса для трансактинидов**

Нуклид	<sup>236</sup> Np	<sup>237</sup> Np	<sup>243</sup> Am	<sup>244</sup> Cm	<sup>245</sup> Cm	<sup>246</sup> Cm	<sup>247</sup> Cm	<sup>248</sup> Cm	<sup>250</sup> Cm
a, МэВ <sup>-1</sup>	26,03	23,76	21,65	22,61	23,00	22,59	22,05	26,42	23,53
Δ, МэВ	0,47	0,33	-0,57	0,20	-0,38	0,18	-0,57	-0,67	-0,69
T <sub>1</sub> , МэВ	0,67	0,63	0,69	0,66	0,66	0,65	0,67	0,62	0,57
T <sub>2</sub> , МэВ	0,84	0,81	0,87	0,86	0,84	0,84	0,82	0,80	0,74
T <sub>3</sub> , МэВ	1,01	0,95	1,02	1,02	1,00	1,00	1,01	0,94	0,88
B <sub>1n</sub> , МэВ	6,20	6,21	5,16	6,46	5,52	6,80	6,36	6,57	5,74
B <sub>2n</sub> , МэВ	10,91	11,37	11,61	11,98	12,32	12,49	11,90	12,31	12,72
B <sub>3n</sub> , МэВ	17,12	17,82	17,14	18,78	18,02	19,46	18,53	19,30	18,84
B <sub>4n</sub> , МэВ	22,28	23,35	23,94	24,47	24,98	25,54	24,50	25,42	26,20
E <sub>0</sub> , МэВ	10,85	10,86	10,87	10,88	10,88	10,89	10,92	11,03	11,05
σ <sub>0</sub> , мб	330	330	330	330	330	320	320	310	310
Γ, МэВ	2,52	2,52	2,52	2,52	2,53	2,53	2,53	2,56	2,56
E <sub>0</sub> , МэВ	12,64	12,66	12,67	12,68	12,69	12,70	12,72	12,80	12,81
σ <sub>0</sub> , мб	460	460	460	460	450	450	450	440	430
E <sub>0</sub> , МэВ	3,48	3,48	3,48	3,49	3,49	3,49	3,50	3,52	3,52

Предположения относительно температуры ядра, каналов нейтронного распада, сделанные в предыдущем разделе, остаются в силе.

Совокупность значений параметров, использованных в расчетах сечений фотоядерных реакций для деформированных ядер, приводится в табл. 2. Значения порогов реакций (энергий связи) взяты из справочника [9].

На рис. 2 приведены результаты расчетов сечений реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ) и их суммы на ядре <sup>243</sup>Am. Для ядер <sup>237</sup>Np, <sup>245</sup>Cm, <sup>248</sup>Cm кривые имеют аналогичный вид, поэтому в статье не приводятся.

**ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ФОТОДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ТРАНСАКТИНИДОВ**

В делящихся ядрах порог деления обычно слабо отличается от порога испускания нейтрона. Вероятность деления отнюдь не мала по сравнению с вероятностью испускания нейтрона. Деление может происходить непосредственно после захвата фотона, а также после предварительного испускания одного, двух и так далее нейтронов. В первом случае говорят о первом шансе деления, а в случае предварительного испускания х нейтронов, как о (х+1)-м шансе. Вероятность деления в значительной степени определяется плотностью ядерных состояний, приводящих к делению (так называемые переходные состояния). Плотность переходных состояний в широком диапазоне энергий возбуждения пропорциональна плотности нейтронных состояний. Вследствие этого можно предположить, что отношение вероятности деления к вероятности испускания нейтрона, или отношение делительной и нейтронной парциальных ширин, с хорошей точностью не зависит от энергии возбуждения, если последняя превышает пороги как деления, так и испускания нейтрона, и ее можно считать константой [10].

В силу вышеизложенных соображений при расчете сечений фотоделения были приняты следующие упрощения:

- не учитывалась структура барьера деления и, как следствие, не учитывалось наличие структуры и в делительных ширинах; порог деления полагался равным высоте барьера деления в его наивысшей точке;
- учитывались только первый и второй шансы деления;
- отношение делительной и нейтронной ширин полагалось не зависящим от энергии возбуждения, т.е.  $\Gamma_f/\Gamma_n = const$ .

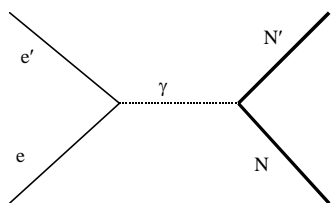
Пороги деления и отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  были взяты нами из систематики, опубликованной в [10]. Совокупность этих параметров приведена в табл. 3. Результаты расчетов первого и второго шансов деления реакций  $(\gamma f)$ ,  $(\gamma, nf)$  и их суммы для ядра  $^{237}\text{Np}$  представлены на рис.3. Для ядер  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{245}\text{Cm}$  и  $^{248}\text{Cm}$  кривые имеют аналогичный вид, поэтому в статье не приводятся.

Таблица 3

**Барьеры деления и отношения нейтронных и делительных ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для трансактинов, взятые из систематики [59]**

Нуклид	$^{250}\text{Cm}$	$^{248}\text{Cm}$	$^{247}\text{Cm}$	$^{246}\text{Cm}$	$^{245}\text{Cm}$	$^{244}\text{Cm}$	$^{243}\text{Am}$	$^{237}\text{Np}$	$^{236}\text{Np}$
$B_{1f}$	5,20	5,60	5,70	6,00	5,70	6,20	6,30	6,10	5,70
$B_{2f}$	11,50	11,91	11,16	12,16	11,72	12,60	12,26	12,27	11,54
$(\Gamma_n/\Gamma_f)_1$	0,54	0,99	0,14	0,96	0,47	0,72	0,85	0,94	0,62
$(\Gamma_n/\Gamma_f)_2$	0,74	0,14	0,96	0,47	0,72	0,37	0,73	0,62	0,42

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ



При неупругом рассеянии электронов на ядрах наиболее важным с точки зрения последующей эмиссии частиц является механизм кулоновского возбуждения ядра электромагнитным полем пролетающего электрона. При этом мы пренебрегаем слабыми взаимодействиями и процессом образования электрон-позитронных пар. Это означает, что механизм возбуждения ядра аналогичен способу возбуждения ядра фотонами.

Наиболее наглядно процесс неупругого рассеяния электронов, сопровождающийся возбуждением ядра, можно представить с помощью фейнмановской диаграммы. Из этой диаграммы видно, что взаимодействие электрона с ядром представляется в виде произведения сечения кулоновского рассеяния электрона с испусканием виртуального фотона на вероятность поглощения этого фотона ядром. Существенным отличием возбуждения ядра в реакции  $(e, e')$  является то, что в силу виртуальности обменного фотона на передаваемый им ядру момент не накладывается таких ограничений, как в фотоядерных реакциях, поэтому спектр возбуж-

Сечение реакции, мб

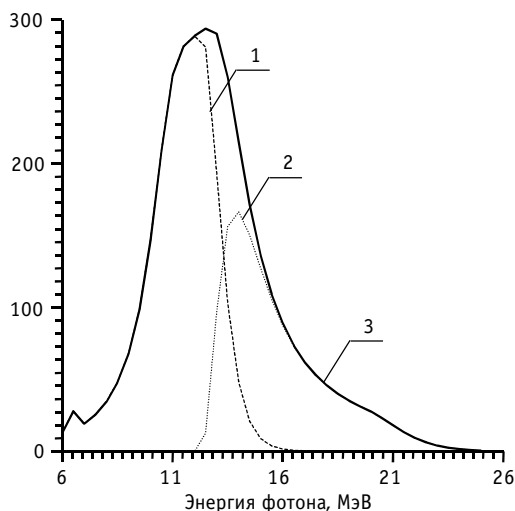


Рис.3. Сечения 1, 2 шансов деления и их сумма для ядра  $^{237}\text{Np}$ : 1 -  $(\gamma, f1)$ , 2 -  $(\gamma, f2)$ , 3 -  $(\gamma, f)$  total

Сечение реакции, б

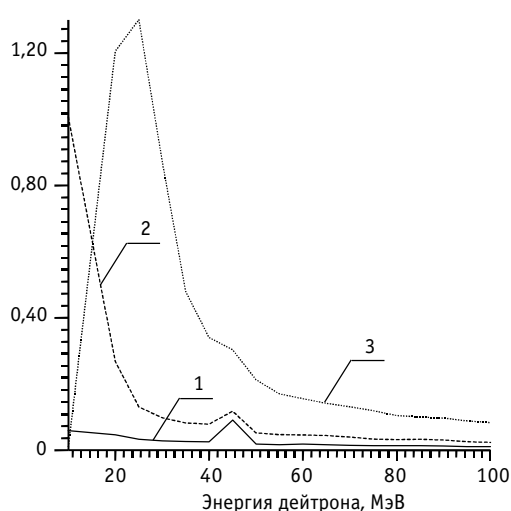


Рис.4. Функции возбуждения реакций на  $^{90}\text{Sr}$ : 1 -  $^{90}\text{Sr}(d, n)$ , 2 -  $^{90}\text{Sr}(d, 2n)$ , 3 -  $^{90}\text{Sr}(d, 3n)$

даемых состояний в этой реакции заметно богаче. Однако это замечание относится только к дискретному спектру возбуждения ядра, в непрерывном же спектре реакция, по-прежнему, идет через возбуждение гигантского резонанса, поэтому ничего нового с точки зрения исследования спектра эмиссии частиц эта реакция не дает. Как уже было отмечено, в сечении возбуждения ядра в реакции  $(e, e')$  возникает дополнительный множитель, обусловленный рассеянием электрона на кулоновском поле ядра и зависящий от энергии, переданной электроном ядру [11]:

$$\sigma(e, e', E\lambda) = \left( \frac{e^2}{\hbar v_i} \right)^2 \cdot a^{-2\lambda+2} \cdot f_{E\lambda}(\xi, \eta) \cdot B(E\lambda), \quad (5)$$

где  $a = \frac{Ze^2}{\mu_0 v_i v_f}$ ,  $\xi = \frac{Ze^2}{\hbar} \cdot \left( \frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right)$  и  $\eta = \frac{Ze^2}{\hbar v_i}$ . Здесь  $a$  - половина расстояния наибольшего сближения;  $\xi$  - параметр, характеризующий величину переданного импульса;  $\eta$  - кулоновский параметр;  $\mu_0$  - приведенная масса взаимодействующих частиц;  $v_i$  - начальная и  $v_f$  - конечная скорости электрона;  $B(E\lambda)$  - стандартный приведенный матричный элемент для переходов типа  $E\lambda$ . Для быстрых электронов с энергией порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт  $v \approx c$ . Сечение захвата фотона типа  $E\lambda$  ядром дается выражением [7]

$$\sigma(\gamma, E\lambda) = \frac{4\pi^3 e^2}{\hbar c} \cdot \frac{(\lambda+1)(2\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!]^2} \cdot k^{2\lambda-2} \cdot B(E\lambda). \quad (6)$$

Выразить сечение возбуждения ядра в реакции  $(e, e', E\lambda)$  можно через сечение возбуждения ядра при поглощении им фотона типа  $E\lambda$ :

$$\sigma(e, e', E\lambda) = \frac{e^2}{4\pi^3 \hbar c} \cdot \left( \frac{c}{v_i} \right)^2 \cdot \frac{\lambda[(2\lambda+1)!]^2}{(\lambda+1)(2\lambda+1)} \cdot (ak)^{-2\lambda+2} \cdot f_{E\lambda}(\xi, \eta) \cdot \sigma(\gamma, E\lambda). \quad (7)$$

Функция  $f(\xi, \eta)$  протабулирована в работе [11]; она слабо зависит от параметров и при  $\xi > 10^{-4}$  не превосходит нескольких единиц. Множитель перед  $f(\xi, \eta)$  для дипольного возбуждения имеет порядок  $10^{-4}$ , а для высших мультипольностей убывает как  $E^{-2\lambda}$ .

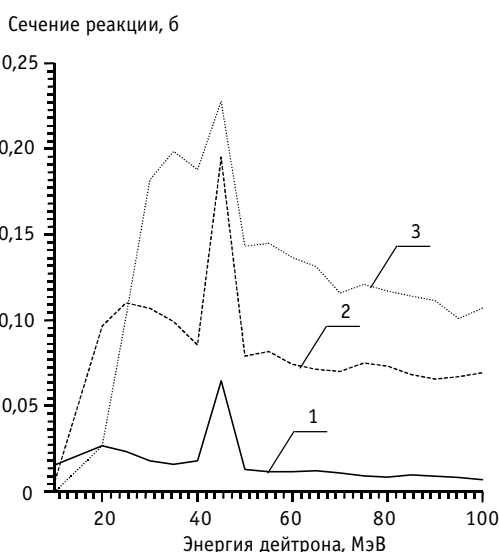


Рис.5. Функции возбуждения реакций на  $^{90}\text{Sr}$ : 1-  $^{90}\text{Sr}(d, pn)$ , 2-  $^{90}\text{Sr}(d, p2n)$ , 3-  $^{90}\text{Sr}(d, p3n)$

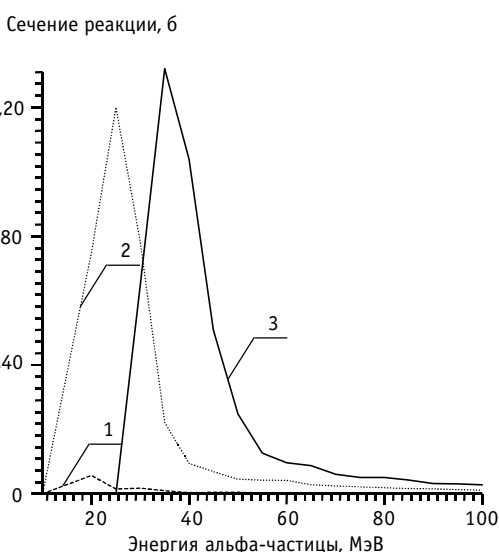


Рис.6. Функции возбуждения реакций на  $^{129}\text{I}$ : 1-  $^{129}\text{I}(\alpha, n)$ , 2-  $^{129}\text{I}(\alpha, 2n)$ , 3-  $^{129}\text{I}(\alpha, 3n)$

Нас интересуют энергии возбуждения компаунд-ядра порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт, при которых возможно испускание, по крайней мере, нескольких нейтронов. Сечение  $\sigma(e, e')$  при таких энергиях сильно подавлено по сравнению с сечением поглощения фотона. По указанным причинам из двух рассмотренных способов возбуждения ядра более предпочтительным представляется фотовозбуждение.

## АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И ТРАНСАКТИНИДАМИ

### Модели механизмов ядерных реакций

Взаимодействие легких нуклидов с ядрами протекает весьма сложно и в современной ядерной физике это взаимодействие принято разделять на три типа реакций. В зависимости от времени нахождения налетающей частицы в области действия ядерных сил различают

- а) статистический механизм, при котором реакция идет с образованием составного (компаунд) ядра с полностью установившимся равновесием между нуклонами;
- б) предравновесный механизм, при котором реакция также идет с образованием компаунд-ядра, но полное статистическое равновесие не успевает установиться;
- в) прямой механизм, т.е. реакции, происходящие без стадии составного ядра.

При этом полное сечение взаимодействия есть сумма сечений всех трех типов реакции.

Сразу оговорим, что последний механизм не учитывался нами в расчетах.

**Статистический механизм.** Для описания статистической части сечения наиболее простая модель была предложена Вайскопфом и Ивингом [2] (см. формулу (1)).

**Предравновесный механизм.** Для расчетов сечений предравновесных реакций в настоящее время развито также несколько моделей, в основном, базирующихся на представлении об экситонах. В частности М.Бланном [12,13] были сформулированы гибридная и зависящая от геометрии гибридная (GDH-geometry dependent hybrid) модели. Нами для расчетов была выбрана именно последняя модель.

В рамках этой модели вычисление неравновесной компоненты сечения проводится по формуле

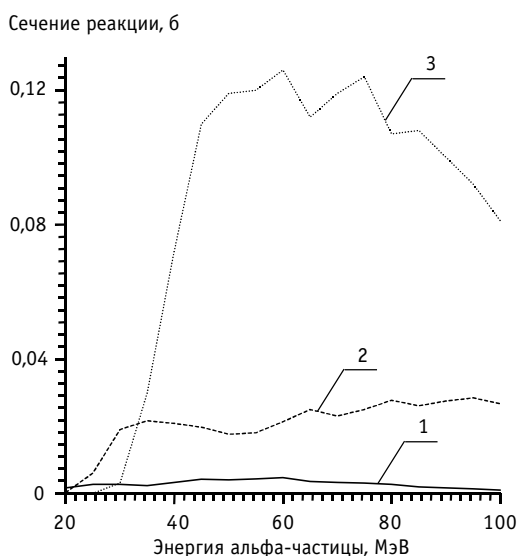


Рис.7. Функции возбуждения реакций на  $^{129}\text{I}$ : 1 -  $^{129}\text{I}(\alpha, pn)$ , 2 -  $^{129}\text{I}(\alpha, p2n)$ , 3 -  $^{129}\text{I}(\alpha, p3n)$

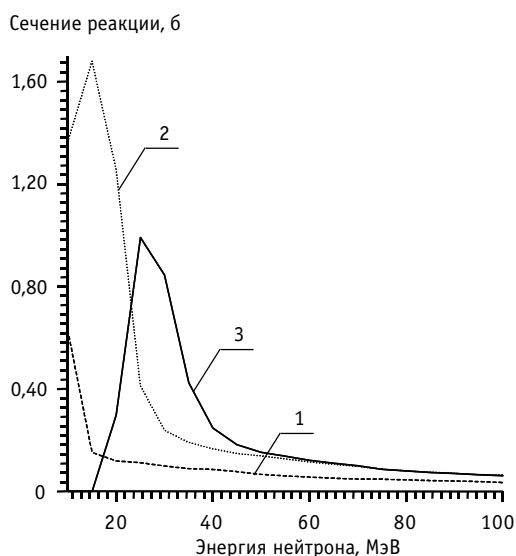


Рис.8. Функции возбуждения реакций на  $^{98}\text{Tc}$ : 1 -  $^{98}\text{Tc}(n, n)$ , 2 -  $^{98}\text{Tc}(n, 2n)$ , 3 -  $^{98}\text{Tc}(n, 3n)$



$$\frac{d\sigma^{pre}}{d\epsilon_x} = \pi D^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) J_l \sum_{n=n_0}^n R_x(n) \cdot \frac{\omega(p-1, h, E - Q_x - \epsilon_x)}{\omega(p, h, E)} \cdot \frac{\lambda_c^x}{\lambda_c^x + \lambda_+^x} \cdot g D_n, \quad (8)$$

где  $D$  - длина волны налетающей частицы;  $J_l$  - парциальные коэффициенты прилипания, рассчитанные по оптической модели;  $\epsilon_x$  - энергия вылетающего нуклона;  $Q_x$  - его энергия связи в составном ядре;  $\omega(p, h, E)$  - плотность экситонных состояний, имеющих  $p$  частиц и  $h$  дырок ( $p+h=n$ ) при энергии возбуждения составного ядра  $E$ ;  $\lambda_c^x$  - скорость эмиссии нуклона;  $\lambda_+^x$  - скорость внутриядерного перехода, соответствующего поглощению нуклона в ядре;  $g=A/14,0$  - плотность одночастичных состояний;  $R_x(n)$  - число частиц типа  $x$  в  $n$ -экситонном состоянии;  $D_n$  - фактор "обеднения"  $n$ -экситонного состояния, учитывающий изменение заселенности состояний за счет эмиссии на предыдущих этапах;  $n_0$  - начальное число экситонов (обычно выбирается  $n_0=3$ ). Плотность экситонных состояний вычисляется, как правило, по формуле Струтинского-Эриксона

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE - A)^{p-1}}{p! h! (n-1)!}, \quad (9)$$

где  $A$ -поправка, учитывающая принцип Паули и равная  $A = (p^2 + h^2 + p - 3h)/4$ .

Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами были рассчитаны с использованием программы ALICE-92 [3], рекомендованной МАГАТЭ для подобного рода расчетов. Программа ALICE была написана М. Бланном [5] для расчета сечений взаимодействия нуклонов и легких нуклидов при энергиях до 300 МэВ. В этой программе парциальная ширина распада вычисляется согласно теореме взаимности. Скорость эмиссии нуклона рассчитывается согласно выражению

$$\lambda_c^x = \frac{(2s_x + 1) \mu_x \epsilon_x \sigma_{inv}^x(\epsilon_x)}{\pi^2 h^3 g_x}, \quad (10)$$

где  $s_x$  - спин;  $\mu_x$  - приведенная масса частицы типа  $x$ ;  $\sigma_{inv}^x$  - сечение обратной реакции для рассматриваемой частицы, а  $g_x$  - плотность одночастичных состояний, равная для нейтронов  $g_n=N/14$  и для протонов -  $g_p=Z/14$ .

Скорость поглощения нуклона вычисляется по формуле

Сечение реакции, б

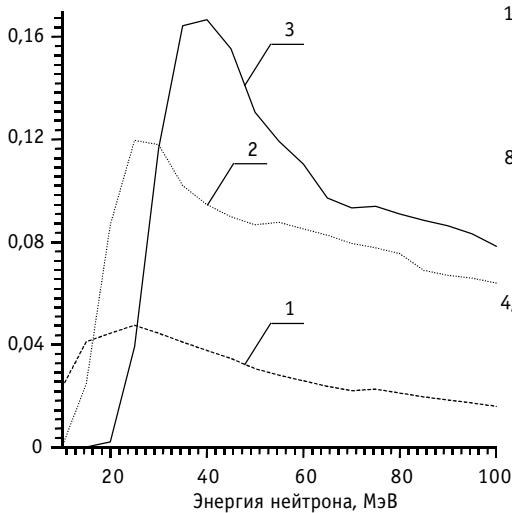


Рис.9. Функции возбуждения реакций на  $^{98}\text{Tc}$ :  
1 -  $^{98}\text{Tc} (n, pn)$ , 2 -  $^{98}\text{Tc} (n, p2n)$ , 3 -  $^{98}\text{Tc} (n, p3n)$

Сечение реакции, б

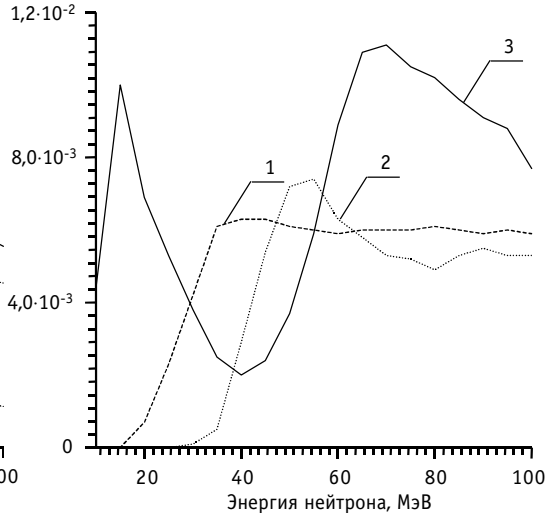
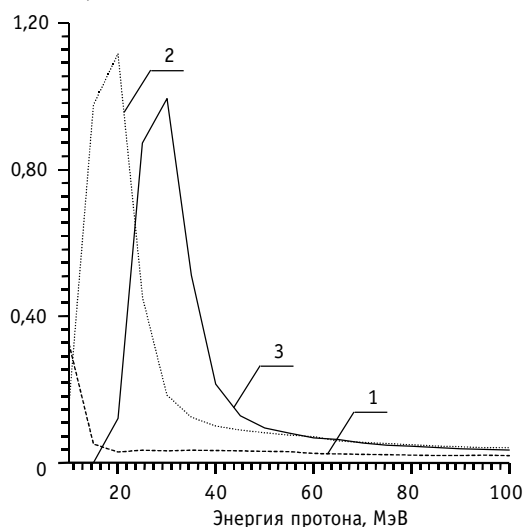
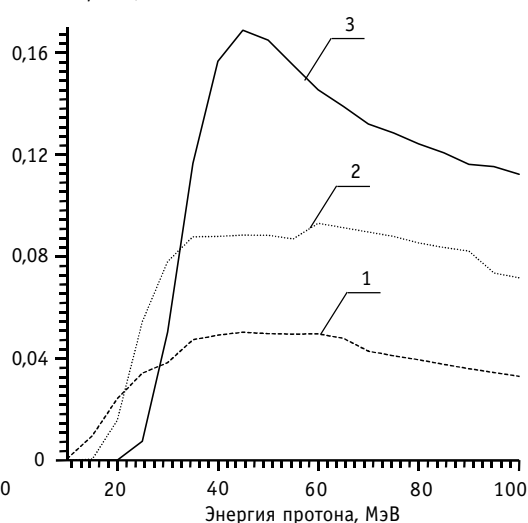


Рис.10. Функции возбуждения реакций на  $^{98}\text{Tc}$ :  
1 -  $^{98}\text{Tc} (n, 2pn)$ , 2 -  $^{98}\text{Tc} (n, 2p2n)$ , 3 -  $^{98}\text{Tc} (n, 2p3n)$

Сечение реакции, б

Рис.11. Функции возбуждения реакций на  $^{135}\text{Cs}$ :  
1 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,n$ ), 2 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,2n$ ), 3 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,3n$ )

Сечение реакции, б

Рис.12. Функции возбуждения реакций на  $^{135}\text{Cs}$ :  
1 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,pn$ ), 2 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,p2n$ ), 3 -  $^{135}\text{Cs}$  ( $p,p3n$ )

$$\lambda_+^X = V \cdot \sigma_0(\epsilon_X) \cdot \rho_N, \quad (11)$$

где  $V$  - скорость нуклона внутри ядра;  $\sigma_0$  - сечение нуклон-нуклонной реакции, эффективно учитывающее принцип Паули;  $\rho_N$  - плотность ядерного вещества.

**Деление и  $\gamma$ -излучение.** Вклад канала деления в сечение реакции мал при энергиях возбуждения до 100 МэВ на легких и средних ядрах, поэтому мы не учитывали этот канал в случаях, когда мишенью являлись ядра продуктов деления. В то же время при взаимодействии легких нуклидов с трансактинидами значительная, а иногда и подавляющая часть сечения реакции определяется именно делением, поэтому вычисление сечения деления требует аккуратности. Расчет вероятности деления производился в рамках той же программы ALICE-92 с параметрами барьера деления вычисленными согласно модели Сирка [3,4]. В расчетах учитывалась вероятность испускания только равновесных  $\gamma$ -квантов с помощью стандартной модели гигантского резонанса.

## ВЫВОДЫ

В расчетах мы учитывали реакции с испусканием до трех протонов и до пяти нейтронов. Полученные результаты, в основном, согласуются с ожидаемым поведением сечений. Интересным результатом следует считать подавляющий вклад деления в сечение реакций под действием нуклидов по сравнению с нейтронным вкладом (рис. 13, 14) практически для всех рассмотренных актинидов. На рис. 4-12, на которых представлены функции возбуждения различных реакций на ядрах продуктов деления, можно обнаружить, что сечение реакции с испусканием 3-4 нейтронов зачастую больше, чем 1-2.

Рассчитаны сечения фотоядерных реакций и проведена оценка сечений ( $e, e'$ ) на быстрых электронах, а также реакций, инициированных нейтронами, протонами, дейтронами и  $\alpha$ -частицами для важнейших с точки зрения проблемы выжигания ядер продуктов деления (Cs, Sr, I, Tc) и трансактинидов (Np, Am, Cm). Для энергий  $\gamma$ -лучей вплоть до 50 МэВ рассчитаны сечения реакций ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ), ( $\gamma, f$ ), ( $\gamma, nf$ ). Для энергий налетающих частиц вплоть до 100 МэВ рассчитаны сечения реакций ( $xn$ ), ( $pxn$ ), ( $2pxn$ ), ( $3pxn$ ) с учетом равновесных и предравновесных механизмов, а также конкуренции испускания  $\gamma$ -лучей для нуклидов, а для трансактинидов вычислено полное сечение всех шансов деления.

Оценка сечений фотоядерных реакций ( $\leq 0,4$  б) и сечений реакций ( $e, e'$ ) на быстрых

Сечение реакции, б

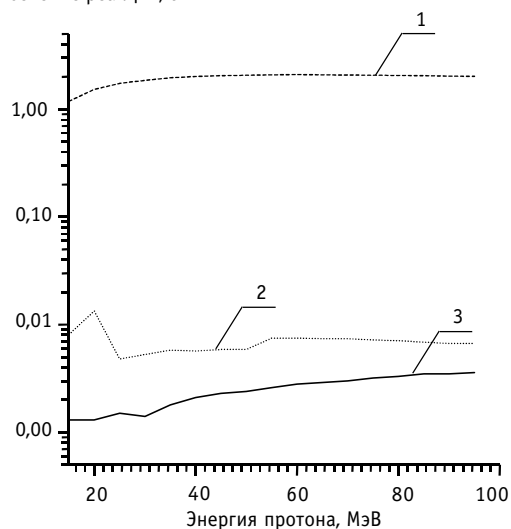


Рис.13. Функции возбуждения реакций на  $^{237}\text{Np}$ : 1-  $^{237}\text{Np} (p, n + p n + f)$ , 2 -  $^{237}\text{Np} (p, 2n + p 2n + f)$ , 3 -  $^{237}\text{Np} (p, 3n + p 3n + f)$

Сечение реакции, б

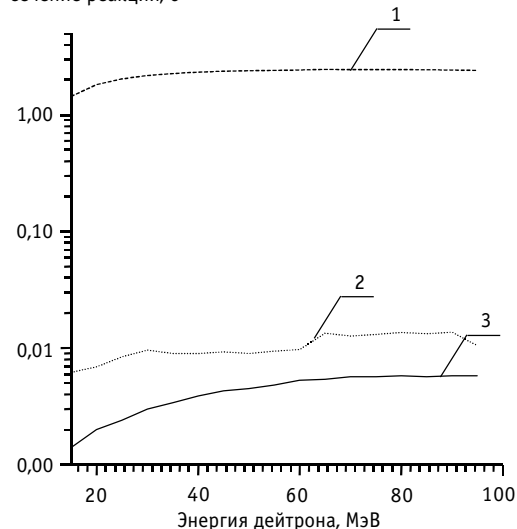


Рис.14. Функции возбуждения реакций на  $^{243}\text{Am}$ : 1-  $^{243}\text{Am} (d, n + p n + f)$ , 2-  $^{243}\text{Am} (d, 2n + p 2n + f)$ , 3-  $^{243}\text{Am} (d, 3n + p 3n + f)$

электронах ( $\leq 1$  мб) позволяет утверждать малую перспективность использования пучков  $\gamma$ -квантов и электронов для целей трансмутации и выжигания высокоактивных ядерных отходов. Полученные результаты сечений фотоядерных реакций могут быть, тем не менее, использованы для оценки возможности управления подкритическими реакторами с помощью пучков  $\gamma$ -квантов. Величины сечений реакций ( $\sim 1$  барн) позволяют утверждать о возможности использования пучков нейтронов и легких нуклидов для целей трансмутации и выжигания высокоактивных ядерных отходов.

## Литература

1. Berman B.L. Atomic Data and Nucl. Data Tables. – 1975. - V.15. - P. 319.
2. Weisskopf V.S., Ewing D.H. //Phys.Rev. – 1940. - V. 57. - P. 472.
3. Petrov Yu.V., Sakhnovsky E.G. Atomkernenergie//Kerntechnik. – 1985. - V. 46. - P.26.
4. Петров Ю.В., Шабельский Ю.М. //ЯФ. – 1979. - Т. 30. - С. 129.
5. Blann M. Calculation of g-Ray Cascades in ALICE. IAAE research coordinative meeting. Bologna, 1986, IAAE, 1986, Vienna.
6. Fultz S.F. et al. //Phys.Rev. – 1969. - V. 186. - P. 1255.
7. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. - М.: Физматгиз, 1958.
8. Dilg W. Et al Level Density Parameters for the Back-shifted Fermi Gas Model in the Mass Range  $40 < A < 250$  //Nucl.Phys. – 1973. - V. A217. - P. 269.
9. Wapstra A.H. and Bos K. The Atomic Mass Evaluation. Atomic Data and Nucl. Data Tables. – 1977. - V. 19. - P. 215-275.
10. Куприянов В.М., Смиренин Г.Н., Фурсов Б.И. Систематика нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер //Ядерная физика. – 1984. - Т. 39. - С. 281-296.
11. Alder K. et al. Nuclear Structure Studying in Ion Coulomb Excitation//Rev. Mod. Phys. – 1956. - V. 23. - P. 432-542.
12. Blann M. Importance of the Nuclear Density Distribution on the Pre-Equilibrium Decay//Phys. Rev. Lett. – 1972. - V. 28. – P. 757.
13. Blann M., Vonach H.K. Global Test of Modified Precompound Decay Models//Phys.Rev. - V. C28. - P. 1475.

Поступила в редакцию 25.02.2001

**УДК 621.284.66**

*Calculations of Radiation Damage in Spallation Module of EAP-80 \P. Pereslavitsev, D. Sahrai; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001.-10 pages, 7 illustrations, 6 tables. – References, 3 titles.*

One of the critical point of the subcritical reactor driven by the proton accelerator is the window of the accelerator vacuum tube. This component of the reactor is expected to be irradiated with intensive neutron and proton fluxes. The feasibility of the subcritical device is affected by the reliable performances of the window during machine operation. The simulation of the nuclear processes was implemented by MCNP/4B Monte-Carlo code. Modern neutron and proton nuclear data were used for the calculations of the radiation damage accumulation in the window and some components arranged near it. Results obtained demonstrate that the accelerator window is expected to be the most radiation damage loaded component of the EAP-80 spallation module. The accumulation of the gaseous atoms in the structural matrix is forced mainly by the proton irradiation.

**УДК 51-72: 621.039.53**

*Simulation of Intercrystalline Corrosion on Surface Structure of Voronoy's Polyhedra \I.V. Pyshin; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001.-6 pages, 3 illustrations. – References, 8 titles.*

The intercrystalline corrosion model in 3 dimensions for loops with liquid alkali coolant is developed. The model component describing the liquid metal penetration to polycrystalline structure on faces but not edges is presented.

**УДК 539.172**

*Calculation of Reaction Cross Section for Interaction of Elementary Particles with Nuclei of Fission Products and Transactinides \ A.P. Markin, V.S. Masterov, N.P. Savelyev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2001.-10 pages, 7 illustrations, 6 tables. – References, 3 titles.*

Results of calculations of reactions caused by protons, nucleons and light nuclides with intermediate energies and estimation of fast electrons ( $e, e^+$ ) cross section for more important in view of transmutation of nuclei of fission products (Cs, Sr, I, Tc) and transactinides (Np, Am, Cm).