

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

11-2004-166

На правах рукописи  
УДК 51.7:539.17

Кумават Харфул

**РАЗВИТИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА CASCADE  
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ  
ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРАНСПОРТА ЧАСТИЦ  
В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность: 05.13.18 — математическое моделирование,  
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2004



## Общая характеристика работы

Много важных проблем прикладного характера таких, как создание защиты ускорителей и космических кораблей, использование пучков частиц для терапии рака, исследование дренажной системы активированной охлаждающей воды и вентилируемого воздуха и др., требуют проведения расчетов методом монте-карло. В этом ряду находятся также задачи транспорта высокоэнергетических частиц и излучения в веществе, вычисление точных сечений образования ядер кислорода, гелия и других, а также сопутствующих физических эффектов.

Переработка ядерных отходов и выработка энергии являются наиболее важными проблемами. В настоящее время известны два варианта трансмутации ядерных отходов – быстрые реакторы-бридеры и ускорительные подкритические системы (ADS). Для трансмутации и сжигания долгоживущих радиоактивных элементов существуют только две многообещающие реакции (захват нейтрона и деление). Проблема ADS очень сложная из-за многообразия ядерных фрагментов и среды заряженных частиц и газов, образующихся внутри материала контейнера и мишени. Даже ядра отдачи, образующиеся в реакциях, играют свою роль. Важное значение имеет моделирование выхода легких ядер He, O, N. Это необходимо для выяснения механизма ядерной фрагментации, выход легких фрагментов, особенно He, влияет на структуру облучаемого материала.

Трансмутация долгоживущих продуктов деления ( $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{126}\text{Sn}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ,  $\text{Tc}^{99}$  и  $^{129}\text{I}$ ) и расщепления ( $^{208-210}\text{Po}$ ) в системах ADS требует дальнейшего развития математического моделирования экспериментов по исследованию скоростей трансмутаций, для того, чтобы очистить планету от этих опасных материалов. Для таких исследований созданы различные программы, в частности, основанные на программе внутриядерного каскада Бертини – LANET; его модификациях – LANET+GEM; CASCADE, разработанной в Дубне; SONET, SHIELD, FLUKA, GEANT4, CEM2k+GEM2 и LAQGSM + GEM2, MCNPX. Почти во всех программных кодах для описания низкоэнергичных нейтронных взаимодействий используется метод монте-карло и многогрупповые константы, протестированные физикой реакторов. Все

эти программы являются полезным инструментом для сбора и обработки информации настоящих и будущих экспериментов.

Программа CASCADE<sup>1</sup> хорошо описывает сечение рождения продуктов расщепления вблизи массового числа мишени, но не области глубокого расщепления. Целью настоящей работы является дальнейшее развитие монте-карловского программного комплекса CASCADE для лучшего описания сечения рождения продуктов не только вблизи массового числа мишени, но также и в области глубокого расщепления.

Программа CASCADE<sup>1</sup> использует статистическую теорию Фонга для описания продуктов деления. CASCADE плохо описывает продукты деления. Эта программа переоценивает выход деления для преактинидов в ~10 раз по сравнению с экспериментальными данными и дает двухпиковую структуру выходов продуктов для актинидов. Экспериментальные данные при средних энергиях имеют однопиковую структуру. Цель диссертационной работы заключается в исследовании физической основы эффекта с двумя пиками и в создании модели, которая могла бы оценивать теоретические данные в надежных временных рамках. В значительной степени эта проблема решена [1], но модель нуждается в доработке для лучшего описания асимметричных массовых осколков.

Разработанная модель нашла свое применение при анализе экспериментальных данных прототипных электроядерных установок – GAMMA-2 и ENERGY+TRANSMUTATION, в настоящее время созданных в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, Дубна.

### **Цели исследования**

1. В рамках программного комплекса CASCADE разработать более точную модель неупругих адрон- и ядро-ядерных взаимодействий. Выполнить сравнение с экспериментальными данными и данными других, использующихся в настоящее время, программных кодов для расчетов выходов нейтронов и изотопов, а также исследовать точность усовершенствованной программы CASCADE.

---

<sup>1</sup> V.S. Barashenkov. Comp. Phys. Commun. 126 (2000) 38.

2. На основе CASCADE создать монте-карловскую модель многосекционной электроядерной установки “Энергия+Трансмутация” и путем математических экспериментов определить ее оптимальную конструкцию. Разработать метод определения спектра нейтронов реакций расщепления внутри установки для экспериментов с пороговыми детекторами.
3. Рассчитать выходы нейтронов, заряженных частиц, гамма-квантов и тепловыделение в различных мишенях, используемых в электроядерных установках.

### **Научная новизна**

Разработана более точная, значительно лучше согласующаяся с опытом, монте-карловская модель распада сильно возбужденных послекаскадных ядер с учетом конкуренции процессов деления и испарения.

Предложена новая более точная феноменологическая аппроксимация для расчета интегральных ядро-ядерных сечений.

Разработан простой метод восстановления спектра нейтронов с помощью пороговых детекторов в реакциях расщепления внутри мишени.

Выполнены математические эксперименты с электроядерными установками, используемыми в ОИЯИ.

### **Практическая ценность исследования**

- Новая версия программного комплекса CASCADE показала свою полезность для моделирования электроядерных подкритических систем, возникающих при их создании технологических проблем и подготовки будущих экспериментов на сильноточных ускорителях.
- Создана Монте-карловская модель электроядерной установки Энергия + Трансмутация с различным числом секций. На основе предложенной модели рассчитаны параметры для модернизированной установки.
- Получены экспериментальные значения скоростей реакций выхода продуктов из мишеней Th, Bi, Au, In, Ni, Co и Al. Эти значения необходимы для оценки эффективных сечений реакций  $(n, xn)$ ,  $(n, p)$  и д. Они используются в библиотеках ядерных данных, при разработке электроядерных установок и технологий трансмутации ядерных отходов.

## **Апробация диссертации**

Основные результаты диссертации были представлены на научных семинарах в Лаборатории информационных технологий, Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова, Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина (ОИЯИ) и на международных конференциях: International conf. nucleus-2004, Belgorad, Russia (2004); DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, Mumbai, India (2003); DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, Kerala, India (2002); Int. Conf. on the New Frontiers of Nuclear Technology PHYSOR-2002, Seoul, South Korea (2002); DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, Kolkata, India (2001); Int. symposium on Nuclear Physics, Mumbai, India (2000); A Tropical Meeting on ADS, Mumbai, India (2000). Результаты опубликованы в журналах, трудах конференций и сообщениях и препринтах ОИЯИ. Ниже приводится список этих публикаций.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация содержит введение, четыре главы, выводы и список литературы. Объем работы составляет 111 страниц, включая 60 рисунков и 31 таблицу. Список литературы включает 122 пункта.

## **Содержание диссертации**

В **первой** главе представлены краткое введение в проблему и обзор исследований в области математического моделирования, а также сформулированы цели задачи диссертационной работы. Здесь рассматривается отличие внутри-ядерных каскадных вычислений в программах CASCADE и LANET. Наряду с описанием процедуры моделирования с помощью программы CASCADE, дается краткое описание других программ моделирования в этой области. Обсуждаются основные проблемы электроядерных установок ОИЯИ и задачи математического моделирования. Перечислены основные результаты исследования.

В **Главе 2** дается описание моделей испарения и деления [1]. Данную главу можно разделить на две части: 1)

усовершенствование модели испарения, используемой в старой версии программы CASCADE<sup>1</sup>; 2) разработка модели деления.

1) В программе CASCADE<sup>1</sup> использована модель испарения Достровского<sup>2</sup>, которая, в принципе, является продолжением модели Вайскопфа и Эвинга<sup>3</sup>. В настоящем исследовании рассматривается более общая версия этой модели и вместо использования приближенной формулы для плотности уровней:

$$\rho(E) = c \exp(2\sqrt{a(E - \delta)}), \quad (1)$$

для вычисления вероятности испарения частиц ( $n, p, d, t, {}^3\text{He}$ , и  $\alpha$ ) используется более точная формула для плотности уровней<sup>4</sup>, приведенная ниже:

$$\rho(E) = \frac{c_1 \exp(2\sqrt{a(E - \delta)})}{a^{1/4} (E - \delta)^{5/4}} \quad E \geq E_b \quad (2)$$

$$\text{и } \rho(E) = c_2 \exp((E - E_0)/T) \quad \text{если } E < E_b, \quad (3)$$

Здесь  $E$  – энергия возбуждения ядра,  $a$  – параметр плотности уровней,  $\delta$  – энергия спаривания,  $c_1, c_2$  – постоянные. Энергия пограничного слоя  $E_b = E_0 + \delta$ ,  $E_0 = 2.5 + 150/A_d$ . Параметр

$1/T = \sqrt{a/E_0} - 1.5/E_0$ . Постоянные  $c_1$  и  $c_2$  определены из условия равенства плотностей (2) и (3) при  $E = E_0$ . Изменение энергии спаривания  $\delta$  определено в работе А. Гилберта и А.Г. В. Камерона.<sup>4</sup> Для вычисления параметра плотности уровней используется следующее выражение:

$$a(A_d, Z_d, E) = A_d \left(\frac{S}{E}\right) (0.134 - 1.2110^{-4} A_d (1 - \exp^{-0.061E})), \quad (4)$$

где  $A_d$  и  $Z_d$  – массовое и зарядовое числа дочернего ядра.  $E$  – энергия возбуждения первичного ядра (МэВ),  $S$  – оболочечная поправка<sup>4</sup>. Применялась также более точная параметризация<sup>5</sup> для

<sup>2</sup> I. Dostrovsky, Z. Frankel, and G. Friedlander, "Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes - III Application to Low-Energy Reactions," Phys. Rev. 116(1959) 683.

<sup>3</sup> V. F. Weisskopf and P. H. Ewing, Phys. Rev., 57(1940) 472.

<sup>4</sup> A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965)1446 ; J. L. Cook, H. Ferguson and A. R. D. Musgrove, Aust. J. Phys. 20(1967) 477.

<sup>5</sup> S. Furihata, K. Niita, S. Meigo, Y. Ikeda and F. Maekawa, JAERI Data/ Code 2002-015 Report.

сечений обратных реакций. Последнее несущественно влияет на массовое распределение, но дает лучшие результаты для сечения независимого рождения изотопов, особенно в области глубокого расщепления.

Усовершенствованная версия модели представляет следующие возможности: а) рассматривать испарение 6 от нейтрона до  ${}^4\text{He}$ , как упомянуто выше; б) рассматривать испарение 29 частиц до  ${}^{16}\text{C}$  [1]; в) рассматривать испарение 66 частиц до  ${}^{28}\text{Mg}$  [1]. Вероятность излучения частиц с большой массой ( ${}^{28}\text{Mg}$ ) очень мала, но их образование в возбужденном состоянии существенно увеличивает выход этих фрагментов.<sup>6</sup> Это незначительно влияет на сечение образования продуктов расщепления поскольку полное сечение образования этих частиц очень мало по сравнению с полным сечением реакции. Учет таких частиц очень важен для решения проблемы разбухания в материале контейнера в ADS-системах. Таким образом, новая программа CASCADE [1] обеспечивает возможность выбора числа испаряющихся частиц в соответствии с проблемой. Это экономит время, затрачиваемое на генерацию большого числа испаряющихся частиц.

2) Очень важно сделанное в настоящей работе усовершенствование модели деления тяжелых ядер. Здесь использованы результаты работы<sup>7</sup> для определения барьера деления и вероятности деления. Это позволило значительно сократить выход фрагментов, но не дало хорошей оценки сечений фрагментов деления и также не устранило двухпиковой структуры выходов продуктов деления в области актинидов. Дополнительно использовалась статистическая теория деления Фонга (модель точки разделения с условием полного равновесия). Модель определяет вероятность возможного деления ядер с массовым числом  $A$  с помощью плотности квантовых состояний с общей энергией возбуждения  $E$ . Полная плотность квантовых состояний ядра  $A$ , распадающегося на фрагменты  $A_1$  с энергией возбуждения  $E_1$  и  $A_2$  с энергией возбуждения  $E_2$ , вычисляется как произведение плотностей

---

<sup>6</sup>W.A. Friedman and W.G. Lynch, "Statistical Formalism for Particle Emission," Phys. Rev. C 28 (1983) 16.

<sup>7</sup>W.D. Myers and W.J. Świątecki, Phys. Rev. C 60 (1999) 014606.



уровней фрагментов деления. Плотности уровней фрагментов деления задавались в следующем виде:

$$\Omega(E_1) = c_1 \exp(2\sqrt{a_1 E_1}), \quad (5)$$

$$\Omega(E_2) = c_2 \exp(2\sqrt{a_2 E_2}). \quad (6)$$

Модель предполагает, что во время деления устанавливается равновесие и что в точке разделения температура фрагментов одинаковая:

$$E_1 : E_2 = a_1 T^2 : a_2 T^2 = a_1 : a_2 \quad (7)$$

Тогда из (5) - (7) можно получить общую плотность квантовых состояний:

$$\Omega(E) = c_1 c_2 \int_0^E \exp(2\sqrt{(a_1 + a_2)(E_1 + E_2)}) dE_1. \quad (8)$$

$$E = E_1 + E_2.$$

Энергия возбуждения делящегося ядра вычисляется следующим образом:  $E = M^*(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2)$  – кулоновская энергия – энергия деформации. Кулоновская энергия вычислялась стандартным образом. Энергия деформации вычислялась в соответствии с капельной моделью. Мы учли также сохранение углового момента при подсчете вероятности деления, хотя этот фактор не является существенным в сравнении с экспоненциальным фактором (8)..

Как известно, пороговые энергии для симметричного и асимметричного деления различны, поэтому эти два типа реакций нельзя рассматривать просто как смесь состояний, определенных на основе одних и тех же вероятностных соображений. Конкуренцию различных комбинаций осколков деления в зависимости от энергии возбуждения распадающегося ядра можно объяснить влиянием температурной зависимости оболочечных эффектов. При этом предполагать, что вероятность форсирования симметричной или асимметричной конфигураций осколков происходит раньше конкуренции различных симметричных или асимметричных мод в точке распада ядра. Вследствие этого вместо алгоритма, используемого в старой версии кода CASCADE для расчета конкурирующих пар осколков деления, мы основывались на вычислении полной плотности возбужденных состояний, определяемой произведением плотностей уровней обоих осколков:

$$\Omega(A_1, A_2) \approx \int_0^E \exp(2\sqrt{a_1(E_1 - \delta)}) \exp(2\sqrt{a_2(E - E_1 - \delta)}) dE_1 \quad (9)$$

Результаты этих усовершенствований представлены на рис. 1–3.

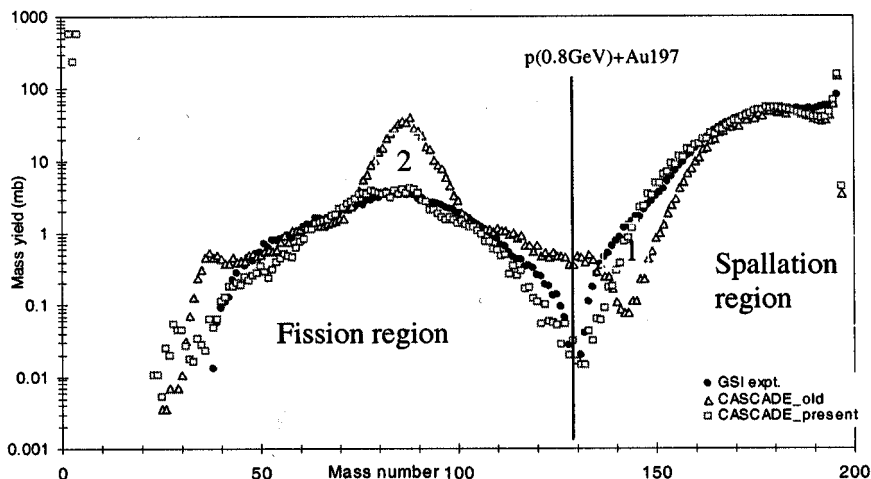


Рис. 1. Сравнение массового распределения, вычисленного для реакции  $p(0,8 \text{ ГэВ}) + {}^{197}\text{Au}$  с помощью старой версии программного кода CASCADE<sup>1</sup> (CASCADE\_old) и настоящей версии (CASCADE\_present), с экспериментальными данными GSI<sup>8</sup>

Как видно из рис.1, усовершенствование модели испарения помогает описать сечение в области глубокого расщепления (см. правый рис.). Полное экспериментальное сечение расщепления равно  $1715 \pm 400$  мб, а согласно расчетам с помощью CASCADE – 1730 мб. Описание сечения деления также значительно (см. левый рис.). Полное экспериментальное сечение деления равно  $65 \pm 10$  мб, а согласно расчетам с помощью CASCADE – 62 мб.

<sup>8</sup> J. Benlliure, P. Armbruster, M. Bernas, A. Boudard, J. P. Dufour, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, F. Rejmund, K.-H. Schmidt, C. St'ephan, L. Tassan-Got, C. Volant, Nucl. Phys. A 683 (2001) 513; F. Rejmund, B. Mustapha, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, J. P. Dufour, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, K.-H. Schmidt, C. St'ephan, J. Taieb, L. Tassan-got, C. Volant, Nucl. Phys. A683 (2001) 540.

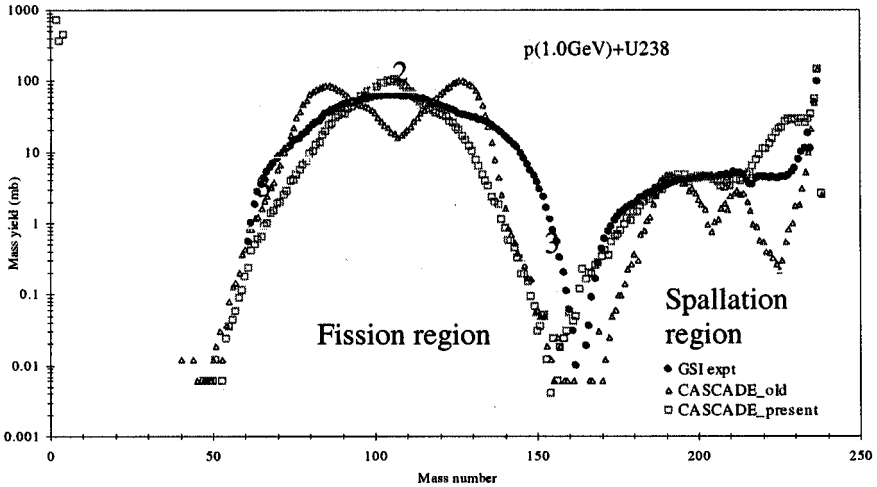


Рис. 2. Сравнение массового распределения, вычисленного для реакции  $^{238}\text{U} + p$  (1,0 ГэВ) с помощью старой версии кода CASCADE<sup>1</sup> (CASCADE\_old) и настоящей версии (CASCADE\_present), с экспериментальными данными GSI<sup>9</sup>

На рис. 2 показано, что новая версия программы CASCADE лучше воспроизводит сечение расщепления (см. левый рис.), но дает завышенную оценку сечений вблизи массового числа мишени. Полное экспериментальное сечение расщепления составляет 460 мб, в то время как согласно программе CASCADE оно составляет 740 мб. В случае испарения тяжелых частиц (тяжелее  $^4\text{He}$ ) результаты несколько лучше (см. рис. 3), но в этом случае CASCADE дает завышенную оценку сечения в области глубокого расщепления. Видно, что сечение выхода тяжелых частиц существенно возрастает.

<sup>9</sup> M. Bernas, P. Armbruster, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, S. Czajkowski, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, P. Napolitani, J. Pereira, F. Rejmund, M. V. Ricciardi, K.-H. Schmidt, C. St'ephan, J. Taieb, L. Tassan-Got, C. Volant, Nucl. Phys. A 725 (2003) 213-253 / arXiv nucl-ex/0304003; J. Taieb, K.-H. Schmidt, L. Tassan-Got, P. Armbruster, J. Benlliure, M. Bernas, A. Boudard, E. Casarejos, S. Czajkowski, T. Enqvist, R. Legrain, S. Leray, B. Mustapha, M. Pravikoff, F. Rejmund, C. Stephan, C. Volant, W. Wlazole, Nucl. Phys. A 724(2003) 413.

Значительное улучшение можно наблюдать в районе деления, где выход продуктов деления имеет однопиковую структуру (см. рис. 2, район 2). Полное экспериментальное сечение деления составляет  $1530 \pm 150$  мб, а согласно программе CASCADE – 1255 мб. В отношении испарения тяжелых частиц сечение деления остается таким же (см. рис. 3). Программа CASCADE все еще нуждается в доработке в отношении высокоасимметричного массового распределения (см. рис. 2, район 3).

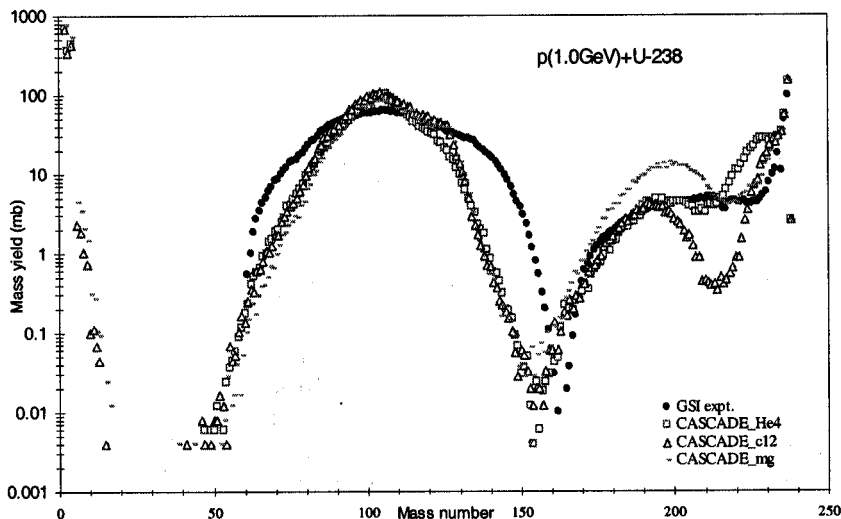


Рис. 3. Сравнение массового распределения, вычисленного для реакции  $^{238}\text{U} + p$  (1.0ГэВ) с помощью настоящей версии программы CASCADE для испаряющихся частиц до  $^4\text{He}$  (CASCADE\_He4), для испаряющихся частиц до  $^{12}\text{C}$  (CASCADE\_C12) и для испаряющихся частиц до  $^{28}\text{Mg}$  (CASCADE\_mg), с экспериментальными данными GSI<sup>8</sup>.

На основе разделения ядро-ядерных взаимодействий на центральные, с малым параметром удара, и периферические мых раздельного феноменологического описания сформулировано аналитическое выражение для интегральных сечений упругих и неупругих взаимодействий ядер. Путем анализа имеющихся в этой области экспериментальных данных определены константы, пригодным для описания взаимодействий как легких, так и тяжелых ядер (подробнее см. в [7]).

В Главе 3 рассматриваются вопросы математического моделирования различных систем мишеней в рамках применения программы CASCADE. Изучены характеристики системы мишеней W, Pb, Bi и U (общий нейтронный выход, радиальное и пространственное распределение вылетающих нейтронов, распределение теплоты, образующегося внутри мишени). В Таблице 1 представлено сравнение общего нейтронного выхода, образующегося в свинцовой и урановой мишенях, с экспериментальными данными [2, 5, 8].

**Таблица 1. Сравнение расчетного выхода нейтронов на протон с экспериментальными результатами для свинцовой ( $^{208}\text{Pb}$ ) и урановой ( $^{238}\text{U}$ ) мишеней длиной 61 см во взаимодействиях с протоном с энергией  $E$  (ГэВ)**

Е, ГэВ	0,47		0,72		0,96		1,47	
Свинцовая мишень ( $^{208}\text{Pb}$ )								
2R	10,2	20,4	10,2	20,4	10,2	20,4	10,2	20,4
Эксперимент	$8\pm 0,4$	$8,7\pm 0,4$	$11,8\pm 0,6$	$13,9\pm 0,7$	$16,6\pm 0,8$	$20,3\pm 1,1$	$26,4\pm 1,3$	$31,5\pm 1,6$
CASCADE	7,1	7,4	12,0	14,2	17,5	20,7	27,9	30,9
Урановая мишень ( $^{238}\text{U}$ ) 2R=20,4см								
Эксперимент	$18,1\pm 0,9$		$29,1\pm 1,5$		$40,5\pm 2,0$		$56,8\pm 2,8$	
CASCADE	14		28		38		60	

Как видно из Табл. 1, результаты находятся в согласии экспериментальными данными. Тем не менее, CASCADE дает слегка заниженную оценку выхода нейтронов при низких энергиях.

Отдельно исследован вопрос об оптимальной энергии пучка. Показано, что энергия протонов, оптимальная для выделения теплоты и его распределения внутри мишени, составляет  $\sim 1.5$  ГэВ. При более высоких энергиях не происходит существенного увеличения тепловыделения, поэтому использование высоких энергий возможно по техническим или коммерческим причинам.

Важное значение имеют расчеты распределения тепла в охлаждающей системе и материале контейнера. На рис. 4 представлено найденное распределение теплоты вдоль мишени

для свинцовой и висмутовой мишеней. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными в пределах экспериментальных ошибок<sup>10</sup>.

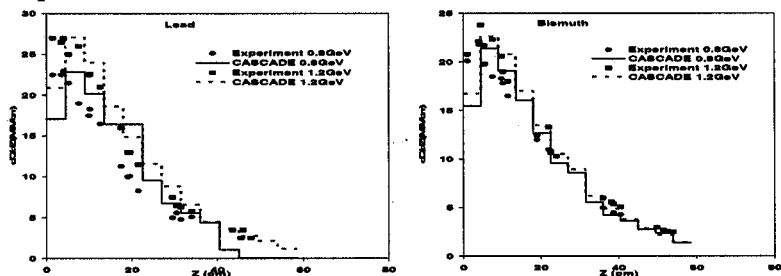


Рис. 4. Сравнение экспериментального распределения тепла внутри свинцовой и висмутовой мишеней размерности (2R x L = 20 см x 60 см) вдоль мишени (Z) с расчетными данными программы CASCADE.

Рассмотрено влияние парафинового и графитового замедлителей в экспериментальной установке (GAMMA-2)<sup>11</sup> (рис. 5). Эта установка используется для изучения трансмутации и получения спектра нейтронов.

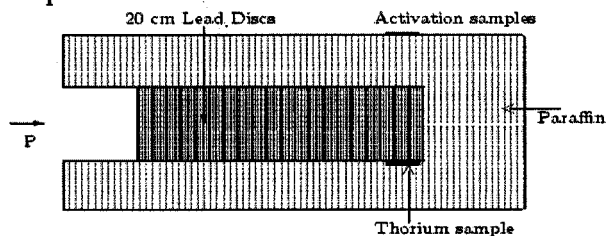


Рис. 5. Экспериментальная установка со свинцовой мишенью и парафиновым замедлителем

На рис. 6 показано влияние парафинового и графитового замедлителей на спектры нейтронов.

<sup>10</sup>С. Н. М. Broeders, А. Yu. Konobeyev and А. А. Travleev, KERNTECHNIK 69/3 (2004)99.

<sup>11</sup>J. S. Wan et al, Nucl. Inst. and Meth. B155(1999) 110.

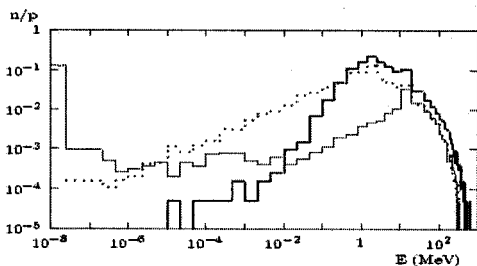


Рис. 6. Спектры нейтронов на поверхности цилиндрической установки при облучении протонами с энергией  $E = 1,0$  ГэВ. Точечная гистограмма – расчеты для установки с графитовым модератором. Гистограммы, представленные толстыми и тонкими гистограммами - для свинцового источника расщепления без модератора и для установки с парафиновым замедлителем. Все данные для слоя, отстоящего от начальной точки свинцовой мишени на расстоянии  $\Delta Z = 4,5 - 6,0$  см.

На рис. 6 показано, что в случае парафинового замедлителя более 70 % нейтронов обладают энергией  $\leq 10^{-7}$  МэВ. Такие нейтроны отсутствуют в случае графитового замедлителя толщиной 6 см, но появляются при увеличении толщины замедлителя до 30 см [5]. С помощью пороговых детекторов эти нейтроны нельзя наблюдать, но они очень важны для трансмутации  $\{(n, \gamma)\text{-реакции}\}$ .

Рассмотрена установка U/Pb, названная “Энергия+Трансмутация”<sup>12</sup> и находящаяся в ЛВЭ ОИЯИ, Дубна. Установка допускает двух-, четырех- и девятисекционные сборки [4, 5, 9]. Каждая секция содержит 30 натуральных урановых стержня (общим весом 51,6 кг), каждый с размерами  $2R = 3,6$  см и  $L = 10,4$  см, покрытых алюминием, содержащим 1,72 кг урана. Секции разделены промежутком в 0,6 см для размещения детекторов излучения и покрыты алюминиевыми пластинами толщиной 0,45 см на концах. Сборка помещалась на опору и защищалась противорадиационным экраном, содержащим слой кадмия толщиной 0,1 см и толстым (несколько десятков сантиметров) слоем полиэтилена. На Рис. 7 показана двухсекционная сборка.

<sup>12</sup> M. I. Krivopustov et al. Kerntechnik 68(2003)48.

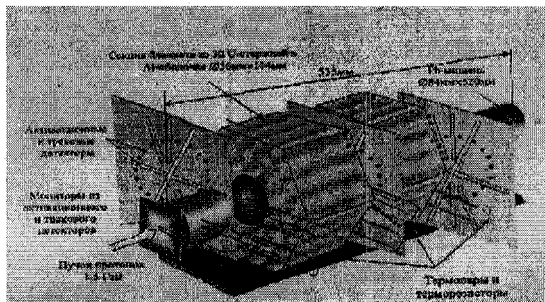


Рис. 7. Схема двухсекционной сборки с 30 урановыми стержнями, окружающими цилиндрическую свинцовую мишень с радиусом 4,2 см

На рис. 8 представлены спектры вылетающих нейтронов в точке максимального выхода нейтронов вдоль мишени для U/Pb-установки без защитного экрана при энергии налетающих протонов 2 ГэВ для двухборок. Как видно, с увеличением количества секций существенного увеличения числа нейтронов не происходит. Таким образом исследование девятисекционной сборки не даст особых преимуществ по сравнению с исследованием двухсекционной сборки, стоимость которой существенно меньше.

На рис. 9 показано влияние опоры установки на спектры нейтронов. Видно, что около 10 % нейтронов имеют энергию меньше 10 кэВ, а 80 % нейтронов имеют энергию в диапазоне от 10 кэВ до 20 МэВ.



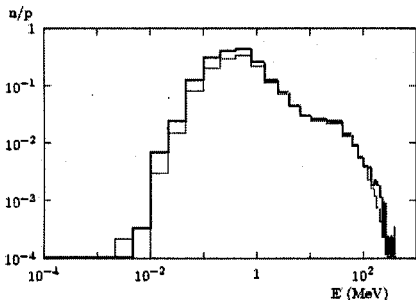


Рис. 8. Энергетические спектры нейтронов, пересекающих площадку  $6 \times 1,5 \times 13,0 \text{ см}^2$ , расположенную наверху уранового покрытия установки без опоры. Тонкая и толстые гистограммы – спектры для 2-секционной и 9-секционной сборок, соответственно.

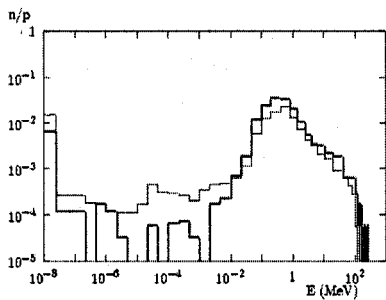


Рис. 9. Энергетические спектры нейтронов, пересекающих площадку  $6 \times 1,5 \times 13,0 \text{ см}^2$ , расположенную наверху уранового покрытия установки с опорой. Тонкая и толстые гистограммы – спектры для 2-секционной и 9-секционной сборок, соответственно.

Как было показано, девятисекционная сборка не имеет преимуществ над двухсекционной, а двух секций недостаточно, чтобы остановить высокоэнергетические протоны в веществе. Поэтому мы рассмотрели четырехсекционную сборку как оптимальный вариант (более подробно см. в [4]). Ниже на рис. 10—11 показаны радиальные спектры нейтронов на бомбардирующий протон с энергией 1,0 ГэВ для четырехсекционной сборки. Нужно заметить, что резкое возрастание в области 10 МэВ существует в центральной части мишени, но это не свойственно для поверхности уранового покрытия. Разницы в спектрах до и после второй секции практически не существует.

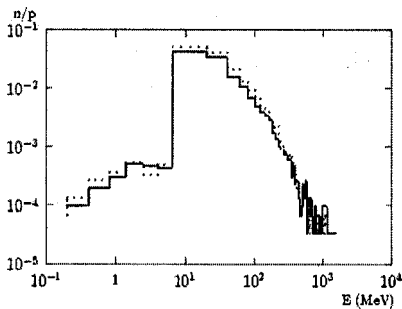


Рис. 10. Спектры нейтронов внутри кольца между радиусами  $R_1 = 0$  и  $R_2 = 1$  см до и после второй секции для установки "Энергия+Трансмугация" (гистограммы, обозначенные непрерывной и точечной линиями представляют до и после второй секции) на первичный протон и по область кольца

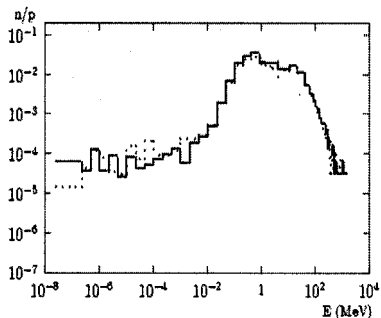


Рис. 11. Спектры нейтронов внутри кольца между радиусами  $R_1 = 10$  и  $R_2 = 11$  см до и после второй секции для установки "Энергия+Трансмугация". Все обозначения такие же как на рис. 10

В главе 4 рассматривается восстановление спектра нейтронов по данным активационных пороговых детекторов. Прежде всего, рассматривается процедура обработки данных детекторов – определение скоростей реакций. Затем представлен простой метод определения спектра нейтронов. Детекторы содержат ядра  $^{209}\text{Bi}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{115}\text{In}$  и  $^{232}\text{Th}$ , которые активировались с помощью различных реакций --  $(n, xn)$ ,  $(n, xn\gamma)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \gamma)$ . В эксперименте регистрировались рентгеновские и  $\gamma$ -спектры возбужденных ядер. Скорость наработки ядер определялась с помощью методов  $\gamma$ -спектроскопии с учетом поправок на эффективность HPGe детекторов, суммарного эффекта совпадений, эффектов поглощения, а также флуктуации налетающего пучка во время экспозиции. Согласно этому методу скорость реакции для остаточного ядра  $a$  ( $R_a(E(j), i)$ ) для  $j$ -ой гамма-линии с энергией  $E(j)$ , с учетом мертвого времени, может быть представлено в виде:

$$R_a(E_\gamma(j), i) = \frac{S_\gamma(E_\gamma(j)) A_c^{-1}(E_\gamma(j)) B_a C_a(E_\gamma(j)) \lambda_a \frac{t_{real,i}}{t_{live,i}}}{N_{target} \varepsilon_\gamma^{abs}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma(j)) N_p (1 - \exp^{-\lambda_a t_1}) \exp^{-\lambda_a t_{2,i}} (1 - \exp^{-\lambda_a t_{real,i}})} \quad (10)$$

где  $S(E(j), i)$  – число гамма-квантов с энергией  $E(j)$ , записанных в  $i$ -ом спектре,  $\lambda_a$  – константа распада ( $s^{-1}$ ),  $\epsilon_\gamma^{abs}$  – абсолютная эффективность для  $E(j)$ ,  $I_\gamma(E(j))$  – интенсивность гамма-распада с энергией  $E(j)$ ,  $t_1$  – время облучения,  $t_2$  – время охлаждения,  $t_{real}$  и  $t_{live}$  – реальное время и живое время соответствующих измерений,  $N_p$  – число протонов в секунду,  $N_{target}$  – число атомов в образце,  $B_a$  – поправка на флуктуации пучка и прерывания в процессе облучения,  $C_a(E(j))$  – суммарная поправка по совпадениям,  $A_c(E(j))$  – поправка на ослабление,  $R_a(E(j), i)$  – скорость реакции в единицах - протон $^{-1}$ .атом $^{-1}$ . Большинство из этих величин представлено в различных изданиях, необходимые нам величины даны в табл. 2.

Поток протонов на мишень определялся экспериментально. В эксперименте пучок протонов мониторировался с помощью тонкой алюминиевой фольги, расположенной на расстоянии 60 см до мишени во избежание влияния обратно-рассеянных нейтронов из мишени. Интенсивность протонов ( $10.90(65)10^8 \text{ сек}^{-1}$ ) была найдена по реакции  $^{27}\text{Al}(p, 3p_n)^{24}\text{Na}$  при использовании соответствующего сечения  $10.5(5) \text{ mb}$ .

Найденные скорости реакций для эксперимента ГАММА-2 представлены в табл. 2, где  $E_\gamma$  – энергия гамма-иквантов,  $I_\gamma$  – интенсивность испускания гамма-лучей на распад,  $T_{1/2}$  – период полураспада остаточных ядер. Представленные ошибки включают статистические ошибки входных данных и геометрии детектора и ошибки в сечениях реакции  $^{27}\text{Al}(p, 3p_n)^{24}\text{Na}$ , которую мы полагали равной 6%. Средние скорости реакции определялись для случаев, когда две или три линии наблюдались для одного и того же изотопа. В этом случае учитывались только статистические погрешности.

**Таблица 2. Экспериментальные скорости реакции и факторы различных погрешностей**

Мишень/Продукт	$E_\gamma$ , МэВ	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma, \%$	$B_a$	$A_c$ ( $E_\gamma$ )	$C_a$ ( $E_\gamma$ )	$R_{exp}$ $10^{20}$	Погр. $\pm \%$	
$^{209}\text{Bi}(n, 4n)^{206}\text{Bi}$	22,55	6,243d	803,1	98,9	1,0	0,90	1,34	6,77	7	
			881,01	66,2		0,91	1,28	6,82	8	
$^{209}\text{Bi}(n, 5n)^{205}\text{Bi}$	29,62	15,31d	Взвешенное среднее						6,79	7
			703,4	31,0	1,0	0,89	1,10	4,45	8	
			987,6	16,1		0,94	1,00	3,94	10	
Взвешенное среднее								4,25	7	

Таблица 2: (продолжение)

$^{209}\text{Bi}(n, 6n)^{204}\text{Bi}$	38,13	11,30h	899,2	99,2	0,95	0,91	1,40	2,82	9	
			983,98	58,8		0,92	1,17	1,87	10	
Взвешенное среднее									2,40	8
$^{209}\text{Bi}(n, 7n)^{203}\text{Bi}$	45,37	11,76h	820,5	29,7	0,95	0,90	1,27	2,33	8	
			825,2	14,6		0,91	1,11	2,54	12	
Взвешенное среднее									2,38	7
$^{209}\text{Bi}(n, 9n)^{201}\text{Bi}$	61,69	1,8h	629,1	24,0	0,75	0,87	1,02	0,92	19	
	$^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}^1$	6,967d	300,12	06,6	1,0	1,0	1,06	2963	9	
			311,98	38,6		1,0	1,15	3209	6	
Взвешенное среднее									3133	5
$\text{Au}^{197}(n, 2n)\text{Au}^{196}$	8113	6,183d	355,73	87	0,99	0,87	1,08	10,3	6	
			333,03	22,9		0,86	1,32	10,0	7	
Взвешенное среднее									10,1	5
$\text{Au}^{197}(n, 4n)\text{Au}^{194}$	23205	38,02h	328,4	60	0,98	0,85	1,41	5,1	7	
$\text{Au}^{197}(n, 6n)\text{Au}^{192}$	38939	4,94h	296,0	22,3	0,89	0,87	1,67	3,0	15	
			316,5	58,0		0,85	1,18	2,3	10	
Взвешенное среднее									2,5	9
$\text{Au}^{197}(n, 7n)\text{Au}^{191}$	45,9	3,18h	586,45	17,0	0,94	0,94	1,05	1,7	8	
	$\text{Pt}^{191}$	2,802d	538,9	13,7	1,0	0,99	1,02	2,3	9	
$\text{Au}^{197}(n, \gamma)\text{Au}^{198}$		2,695d	411,80	95,5	0,99	0,90	1,0	1382	5	
			675,88	0,8		0,95	1,31	1386	7	
Взвешенное среднее									1383	5
$\text{In}^{115}(n, 5n)\text{In}^{111}$	33,74	2,805d	171,4	90,2	0,91	0,98	1,44	2,4	9	
			245,35	94,0		0,99	1,60	2,2	8	
Взвешенное среднее									2,3	7
$\text{In}^{115}(n, 6n)\text{In}^{110}$	43,82	4,9h	657,75	98,3	0,88	0,99	1,32	0,79	16	
	$\text{In}^{115}(n, 7n)\text{In}^{109}$	51,96	4,2h	203,5	73,5	0,87	0,99	1,37	0,76	13
$\text{Co}^{59}(n, 2n)\text{Co}^{58}$		10,64	70,82d	810,75	99,5	1,0	0,89	1,1	5,9	7
	$\text{Co}^{59}(n, 3n)\text{Co}^{57}$	19,37	271,79d	122,06	85,5	1,0	0,62	1,06	1,0	7
			136,47	10,7		0,66	1,03	1,2	13	
Взвешенное среднее									1,0	6
$\text{Co}^{59}(n, 4n)\text{Co}^{56}$	30,96	77,27d	846,75	99,9	1,0	0,89	1,21	0,36	11	
			1238,3	66,9		0,91	1,26	0,34	17	
Взвешенное среднее									0,35	9
$\text{Co}^{59}(n, 5n)\text{Co}^{55}$	41,24	17,53h	931,5	75	0,96	0,90	1,19	27	13	
	$\text{Co}^{59}(n, p)\text{Fe}^{59}$	79644,503d	1099,2	56,5	1,0	0,91	1,03	0,49	9	
			1291,5	43,2		0,92	1,00	0,60	9	
Взвешенное среднее									0,55	9
$\text{Co}^{59}(n, 2p6n)\text{Mn}^{52}$	67,8	5,591d	1434,1	100	0,99	0,92	1,36	0,14	8	
			935,54	94,9		0,90	1,25	0,12	8	
Взвешенное среднее									0,13	8

<sup>1</sup> Мы наблюдали дочернюю активность  $^{233}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} ^{233}\text{Pa}$

Используя найденные скорости реакций, была предпринята попытка определения спектра нейтронов. Скорость реакции и поток нейтронов связаны следующим уравнением:

$$R_a = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_a(E) \phi(E) dE \quad (11)$$

где  $\phi(E)$  – нейтронный поток в  $n/(см^2 \cdot МэВ \cdot p)$ , проходящий через образцы,  $E_{th}$  – пороговая энергия наблюдаемой реакции для конкретного образца и  $\sigma_a(E)$  – сечение реакции. Некоторые из сечений реакций, перечисленных в табл. 2, представлены в литературе. Сечение реакции ( $n, xn$ ) для висмута было вычислено с помощью программа CASCADE<sup>1</sup> и сравнено с экспериментальными данными ( см. рис.12) [КЗ]. Как видно, расчеты согласуются с экспериментальными данными при низких энергиях, при высоких – модель несколько недооценивает сечения. Аналогичное имеет место и для других реакций с висмутом. Мы полагаем, что программу CASCADE можно использовать для расчетов сечений ( $n, xn$ ) реакций.

Для оценки спектра нейтронов в работе <sup>2</sup> было предложено рассматривать сечения, входящие в ур. 11, как постоянные выше пороговой энергии и находить интегральный поток нейтронов (детали см. в [3]). Дальнейшее дифференцирование дает искомый поток нейтронов. Для оценки эффективных постоянных сечений в [14] было предложено использовать модельные расчеты спектров нейтронов. Поэтому этот метод не может рассматриваться как модельно-независимый.

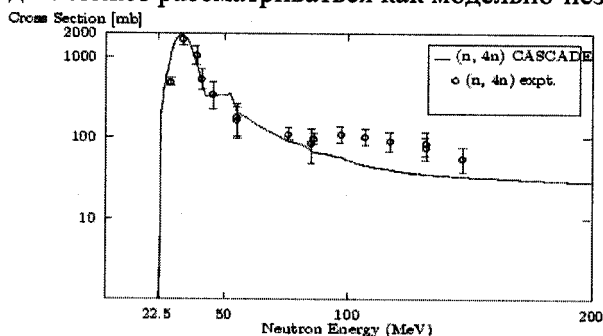


Рис. 12. Сечение реакции  $^{209}\text{Bi}(n,4n)$

<sup>2</sup> Б.А. Марцынkevич и др. препринт ОИЯИ, P1-2002-65.

В диссертации рассмотрена другая возможность – рассматривать в ур. 11 поток как постоянную величину на некотором интервале и производить интегрирование сечений. Например, считать постоянным поток  $\phi(x)$  для реакции  $(n, xn)$  с максимальным порогом до максимально возможной энергии<sup>3</sup>. Поток  $\phi(x-1)$  считать постоянным на интервале от порога реакции  $(n, (x-1)n)$  до порога реакции  $(n, xn)$ . И так далее. Таким образом можно достичь нижней части энергетического спектра и представить нейтронный поток в виде ступенчатой функции. Константы, определяющие значение функции, являются решением системы линейных уравнений, которая в случае реакции  $(n, xn)$  с  $x=9$ , имеет вид:

$$R_9 = \phi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_9(E) dE \quad (11)$$

$$R_8 = \phi(8) \int_{E_{th}(n,8n)}^{E_{th}(n,9n)} \sigma_8(E) dE + \phi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_8(E) dE \quad (12)$$

$$R_7 = \phi(7) \int_{E_{th}(n,7n)}^{E_{th}(n,8n)} \sigma_7(E) dE + \phi(8) \int_{E_{th}(n,8n)}^{E_{th}(n,9n)} \sigma_7(E) dE + \phi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_7(E) dE \quad (13)$$

где  $\sigma_x$  – сечение реакции  $(n, xn)$ . Специфический вид этой системы позволяет находить ее решения итерационным методом. Очевидно, что более детальный спектр получается при использовании более детального списка реакций.

Пример использования предложенного подхода в применении к установке GAMMA-2 представлен на рис. 13. Как видно, результаты, получаемые в двух подходах, отличаются не больше, чем на фактор 3. В диссертации представлены и другие расчетные спектры нейтронов, которые значительно лучше

<sup>3</sup> Максимальная энергия нейтрона рассчитанная с помощью программы CASCADE достигает примерно 600 МэВ. Тем не менее, эта разница в максимальной энергии нейтронов несущественно влияет на рассчитанный спектр, потому что сечение для более высоких энергий нейтрона мало (см. рис 12, сечение для реакции  $^{209}\text{Bi}(n, 4n)^{206}\text{Bi}$ )).

согласуются с расчетами по модифицированной каскадно-испарительной модели.

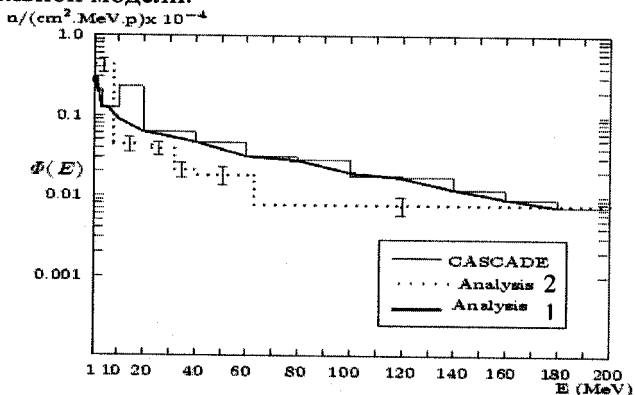


Рис. 13. Сравнение расчетных и экспериментальных спектров методом двух анализов для GAMMA-2 эксперимента. Непрерывная гистограмма представляет спектр, подсчитанный с помощью программа CASCADE, точечная гистограмма – спектр, полученный с помощью нашего метода[3], сплошная кривая – спектр, полученный с помощью первого метода.

### Заключение

1. Создан Монте-карло алгоритм для описания процессов испарения и деления для распада послекаскадных ядер. Алгоритм реализован в новой версии программного комплекса CFSCADE. В алгоритме процесса испарения используются новые константы для кулоновского барьера и обратного сечения испаряющихся частиц из программы каскада GEM, а также более точное выражение для плотности уровней. Вероятность испарения рассчитана методом численного интегрирования с целью учета энергетической зависимости параметра плотности уровней. Кроме того, создан алгоритм для расчета испарения тяжелых фрагментов не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Показано, что распад послекаскадных ядер происходит на более ранней стадии, чем это предполагается в используемой каскадными программами теории Фонга. Учет этого обстоятельства и более точное выражение для барьера деления устраняют имевшее

место ранее почти 10-кратное расхождение расчётного и экспериментального распределения изотопов по массам. Устраняется “двугорбость” этого распределения. Показано, что результаты расчёта сечений выхода изотопов в новой версии программы CASCADE находятся в хорошем согласии в пределах стандартного отклонения 1.4 с экспериментальными результатами для преактинидных мишеней и со стандартным отклонением  $< 2$  для актинидных мишеней. Результаты же старой версии программы CASCADE согласуются с экспериментом со стандартным отклонением в пределах от 2.8 до 5. Уточнение моделей испарения и деления слабо сказалось на дифференциальных энергетических спектрах нейтронов, рождающихся при взаимодействиях протонов с тяжёлыми ядрами, однако несколько (около 5%) улучшает согласие с опытом в случае лёгких ядер (Al, Na и т.п.).

2. Разработан новый метод для расчёта интегральных сечений ядро-ядерных взаимодействий позволяющий вычислять сечения как выше, так и ниже кулоновского барьера для взаимодействий лёгких и тяжёлых ядер. Расчётные сечения согласуются с известными в настоящее время экспериментальными данными, хотя для взаимодействий очень тяжёлых ядер таких данных пока очень мало.
3. Создана математическая модель установки “Энергия+Трансмутация”, детально учитывающая особенности её конструкции, многослойного основания и окружающей радиационной защиты. Сравнение вариантов установки с 2, 4 и 9 U секциями показывает, что 4-секционный вариант является оптимальным. Создание запланированной дорогостоящей 9-секционной установки не имеет существенных преимуществ с точки зрения увеличения точности измерений, ни в отношении получаемых с её помощью физических результатов. Показано, что пространственная дисперсия протонного пучка и его небольшие ( $< 1$  см) смещения относительно центра мишени слабо сказываются на результатах расчётов. Однако число нейтронов возрастает в направлении смещений, превышающих 15%. На основе математических



- экспериментов предложена реконструкция установки, упрощающая ее конструкцию и позволяющая более определённо интерпретировать выполняемые на ней измерения. Показано, что использующаяся в настоящее время радиационная защита установки “Энергия+Трансмутация”, не поглощая нейтроны, трансформирует их в нейтроны с  $E < 0.1$  эВ, благодаря чему в экспериментальном зале имеется высокий фон нейтронного излучения. Защита не устраняет и гамма-излучение. Моделирование экспериментальной установки ГАММА-2 показало, что с точки зрения “энергетической стоимости” производства нейтронов оптимальной является область энергий вблизи 1.5 ГэВ. Рассчитано пространственное и энергетическое распределения потока генерируемых нейтронов. Использование парафинового замедлителя приводит к тому, что большая часть рождающихся нейтронов (70%) попадает в области энергий ниже 0.1 эВ. Слой графита той же толщины замедляет нейтроны намного слабее.
4. Реализован метод восстановления спектра нейтронов, рождающихся в реакциях расщепления внутри облучаемой мишени, с помощью спектрометрической обработки результатов измерений активности пороговых детекторов. Эффективность метода проиллюстрирована на примере обработки экспериментальных данных, полученных на установках ГАММА-2 и “Энергия+Трансмутация”.

#### Основные результаты диссертации опубликованы в работах

1. V.S. Barashenkov, H. Kumawat, “Development of Monte Carlo model of high-energy nuclear interactions,” JINR E11-2004-121, Dubna, 2004; submitted to NIM B.
2. В.С. Барашенков, Х. Кумават, В.О. Лобанова, С.Г. Стеценко, Мишени электроядерных установок, Accepted for publication in J. of Part. and Nucl., Letters.
3. J. Adam, A.R. Balabekyan, V.S. Barashenkov, R. Brandt, V.M. Golovatiouk, V.G. Kalinnikov, K. Katovsky, M.I. Krivopustov, V. Kumar, H. Kumawat, R. Odoj, V.S. Pronskikh, A.A. Solnyshkin,

- V.I. Stegailov, V.M. Tsoupko-Sitnikov, W. Westmeier, "Spallation neutron spectrum on a massive lead/paraffin target irradiated with 1 GeV protons," JINR E2-2004-16, Dubna, 2004; Accepted in The European Physical Journal A.
4. V.S. Barashenkov, **H. Kumawat**, "U-Pb ADS on the proton beam of JINR NUCLOTRON," JINR E2-2003-207, Dubna, 2003; KERNTECHNIK 69/3(2004)112.
  5. V.S. Barashenkov, **H. Kumawat**, V. A. Labanova, V. Kumar, "Mathematical model of the electronuclear setup on the beam of the JINR synchrotron," JINR E9-2003-55, Dubna, 2003; Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B217/2 (2004) 352.
  6. Yu.V. Trebukhovskiy, Yu.E. Titarenko, V.F. Batyaev, E.I. Karpikhin, R.D. Mulambetov, S.V. Mulambetova, G.N. Smirnov, K.A. Lipatov, A.B. Koldobsky, V.M. Zhivun, Yu.V. Nekrasov, V.S. Barashenkov, **H. Kumawat**, S.G. Mashnik, R.E. Prael, "Double-differential cross sections of neutrons from 0.8, 1.0, and 1.6-GeV proton irradiated with Pb, W, Zr, Cu, Al, and Na targets," ИТЭР-3 2003, Moscow, 2003; Ядерная Физика 67/5, 1087 (2004).
  7. V.S. Barashenkov and H. Kumawat, "Integral nucleus-nucleus cross-section," JINR E2-2003-128, Dubna, 2003; KERNTECHNIK 68 (2003) 259.
  8. V. Kumar, **H. Kumawat**, U. Goyal, and V.S. Barashenkov, "Neutron spallation source and Dubna CASCADE code," Pramana-A Journal of Physics 60/3 (2003) 469.
  9. В.С. Барашенков, **Х. Кумават**, С.Г. Стеценко, "О Возможной Реконструкции Электроядерной U-Pb Установки на Пучке Нуклотрона ОИЯИ," JINR P2-2003-241, Dubna, 2003.
  10. **H. Kumawat**, U. Goyal, V. Kumar, V. S. Barashenkov, "Modelling of an experiment for the study of neutron spallation source at JINR", Proc. of DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, 45B (2002) 526.
  11. U. Goyal, **H. Kumawat**, V. Kumar, V.S. Barashenkov, "Modelling of an experiment INSS and paraffin moderator at JINR", Proc. Of DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, 45B (2002) 430.
  12. V. Kumar, **H. Kumawat**, U. Goel, V.S. Barashenkov, "Neutron spallation and Dubna CASCADE code," Proc. of Int. Conf. on the

New Frontiers of Nuclear Technology PHYSOR-2002, Seoul, South Korea.

13. V. Kumar, **H. Kumawat**, U. Goel, V.S. Barashenkov, "A study of neutron spallation source," Proc. of DAE-BRNS symposium on Nuclear Physics, 44B (2001) 462.
14. V.S. Barashenkov, V. Kumar, V. Singh, **H. Kumawat** , "Comparison of Thorium fuel electro-nuclear systems with proton and deuteron beams up to 2 GeV energy," Proc. of Int. symposium on Nuclear Physics, 43B (2000) 558.

Получено 26 октября 2004 г.

Макет *Е. В. Сабаевой*

Подписано в печать 27.10.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,69. Уч.-изд. л. 2,06. Тираж 100 экз. Заказ № 54640.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)