

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В МИШЕНЯХ ИЗ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ПОМОЩИ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА Geant4

*А. А. Балдин^{а,б}, А. И. Берлев^{а,б}, И. В. Кудашкин^{а,б,1},
Г. Могилдеа^в, М. Могилдеа^в, М. Параипан^{а,в}, С. И. Тютюнников^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт перспективных исследований «Омега», Дубна, Россия

^в Институт космических исследований, Бухарест–Магуреле

В работе проведен анализ результатов моделирования реакций неупругих адронных взаимодействий в тяжелых мишенях на основе программного пакета Geant4 в сравнении с экспериментальными данными для тонких и толстых свинцовых и урановых мишеней. Особое внимание уделено реакциям образования нейтронов и осколков деления. Продемонстрировано хорошее согласие в описании взаимодействия пучков протонов с толстыми мишенями для моделирования экспериментов, нацеленных на создание подкритических реакторов.

Inelastic hadronic interactions in heavy targets were simulated based on Geant4 software and compared with experimental data for thin and thick lead and uranium targets. Special attention was paid to neutron and fission fragment production reactions. Good agreement in description of proton beam interaction with thick targets was demonstrated, which is important for simulation of experiments aimed at creation of subcritical reactors.

PACS: 13.75.-n; 13.85.-t

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко обсуждается возможность совершенствования реакторной технологии с использованием протонных пучков при взаимодействии с тяжелыми мишенями [1, 2] — так называемые ADS-системы. Классический подход ADS-систем предполагает использование протонных пучков с энергиями около 1 ГэВ и тяжелых мишеней (вольфрам, свинец, уран, торий и др.) в режиме подкритической активной зоны [1, 2]. Получаемый таким образом мощный источник расщепления обеспечивает работу глубокоподкритического реактора, а также дает возможность переработки и сжигания минорных актинидов до их полного деления. Спектр нейтронов, полученный в таких системах, как правило, анализируется на основе моделирования хорошо изученных спектров в обычных реакторах с использованием специализированных программных

¹E-mail: kudashkin@jinr.ru

кодов (MCNPX). Для увеличения средней энергии спектра вторичных нейтронов, а также коэффициента увеличения мощности подкритического реактора предлагается использовать как легкие мишени [3], так и пучки с более высокими энергиями (до 10 ГэВ) и природный уран в качестве активной зоны мишени [4, 5].

Планирование подобных экспериментов и конструирование ADS требует проведения предварительных оценок распределения частиц внутри и вне мишени при помощи различных кодов моделирования. Моделирование помогает оптимизировать геометрию мишени, найти наиболее эффективное место расположения детекторов, а также оценить радиационную нагрузку и необходимую защиту. Очевидно, что качество моделирования определяется согласием с имеющимися экспериментальными данными.

В данной работе изучена степень надежности результатов моделирования при помощи программного пакета Geant4 путем сравнения с различными экспериментальными данными для тонких и толстых мишеней. Особое внимание уделено моделированию неупругих адронных взаимодействий и реакциям образования нейтронов. Для моделирования данных процессов в диапазоне энергий до 15 ГэВ/нуклон использовались следующие три модели: binary cascade (BC), Liege cascade (INCL) и Bertini cascade (Bertini) [6]. Обычно модели BC и INCL адекватно моделируют неупругие взаимодействия адронов, мезонов и ионов с мишенью (модель INCL применима только для ионов с массовым числом до 18). Модель Bertini используется только для потоков адронов и мезонов. Описание неупругого взаимодействия адронов и ядер как составных систем применимо для энергий сталкивающихся объектов выше некоторого порога. В Geant4 установлен нижний энергетический порог 50 МэВ/нуклон для всех трех моделей. Для моделирования взаимодействий при энергиях ниже данного порога используется модель возбуждения ядра (precompound exciton). Для нейтронов с энергиями ниже 20 МэВ применяется стандартная для Geant4 HP-модель. Отметим, что модели описания деления, захвата, упругого и неупругого взаимодействий используют энергию и импульс вторичных частиц на основе экспериментальных распределений из открытой библиотеки данных ENDF (Evaluated Nuclear Data File).

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ТОНКИХ МИШЕНЯХ

Нейтронные дважды дифференциальные сечения активно изучались в различных комбинациях снаряд–мишень при энергиях налетающих ядер от нескольких сотен МэВ/нуклон до 3 ГэВ/нуклон. Наиболее хорошо изученной тяжелой мишенью является свинец. Экспериментальных данных для урановой мишени гораздо меньше. Как отметили авторы в работе [7], наблюдаются существенные различия (до двух раз) в экспериментальных работах по измерению сечений образования нейтронов при взаимодействии протонов с тонкими свинцовыми мишенями [8–10].

Оценим приемлемую точность требуемого согласия для описания экспериментальных данных. Для этого сравним наиболее точные экспериментальные данные по сечениям образования нейтронов протонами с энергиями 800–1600 МэВ на свинцовой мишени, полученные тремя группами [8–10]. В работе [9] измерения проведены под углами 0, 10, 25, 55, 85, 130 и 160°; в работе [10] — 15, 30, 60, 90, 120, 150° и в работе [8] — 30, 60, 120, 150°. На рис. 1, а изображен график углового распределения сечения образования нейтронов, проинтегрированного по энергии нейтронов для трех энергетических

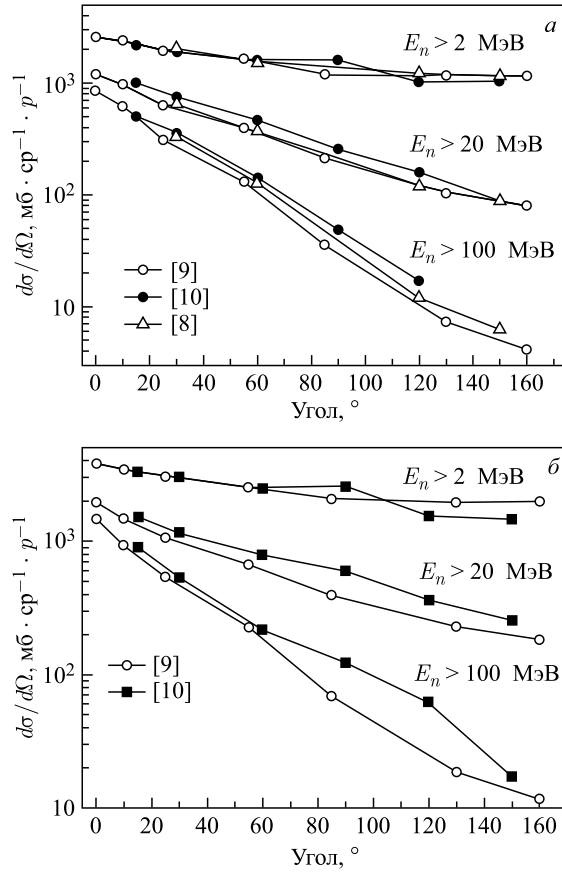


Рис. 1. Экспериментальные данные [8–10] по угловому распределению сечений образования нейтронов в свинцовой мишени при энергии налетающих протонов 800 МэВ (а) и 1,5–1,6 ГэВ (б)

интервалов — $E_n > 2$ МэВ, $E_n > 20$ МэВ и $E_n > 100$ МэВ. Среднее различие между экспериментальными данными для $E_n > 2$ МэВ составляет 12%; для $E_n > 20$ МэВ — 20% и для $E_n > 100$ МэВ — 41%. На рис. 1, б изображен подобный график для энергии налетающих протонов 1,5–1,6 ГэВ. В этом случае среднее различие между экспериментальными данными для $E_n > 2$ МэВ составило 13%; для $E_n > 20$ МэВ — 30% и для $E_n > 100$ МэВ — 61%. Принимая во внимание имеющиеся точности в экспериментальных данных, авторы настоящей статьи считают точность 30% описания этих данных приемлемой.

Сравнение результатов моделирования на основе Geant4 и экспериментальных данных работы [9] с энергиями протонов 800 МэВ и 1,6 ГэВ в свинцовой мишени представлено на рис. 2, а и б. На рис. 2, в показано сравнение моделирования с данными работы [10] для налетающих протонов с энергией 3 ГэВ.

Для налетающих протонов с энергией 800 МэВ все три модели (Bertini, INCL, BC) хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Увеличение энергии пучка приводит к отклонениям в моделировании, которые связаны с различием моделей в каскадной стадии

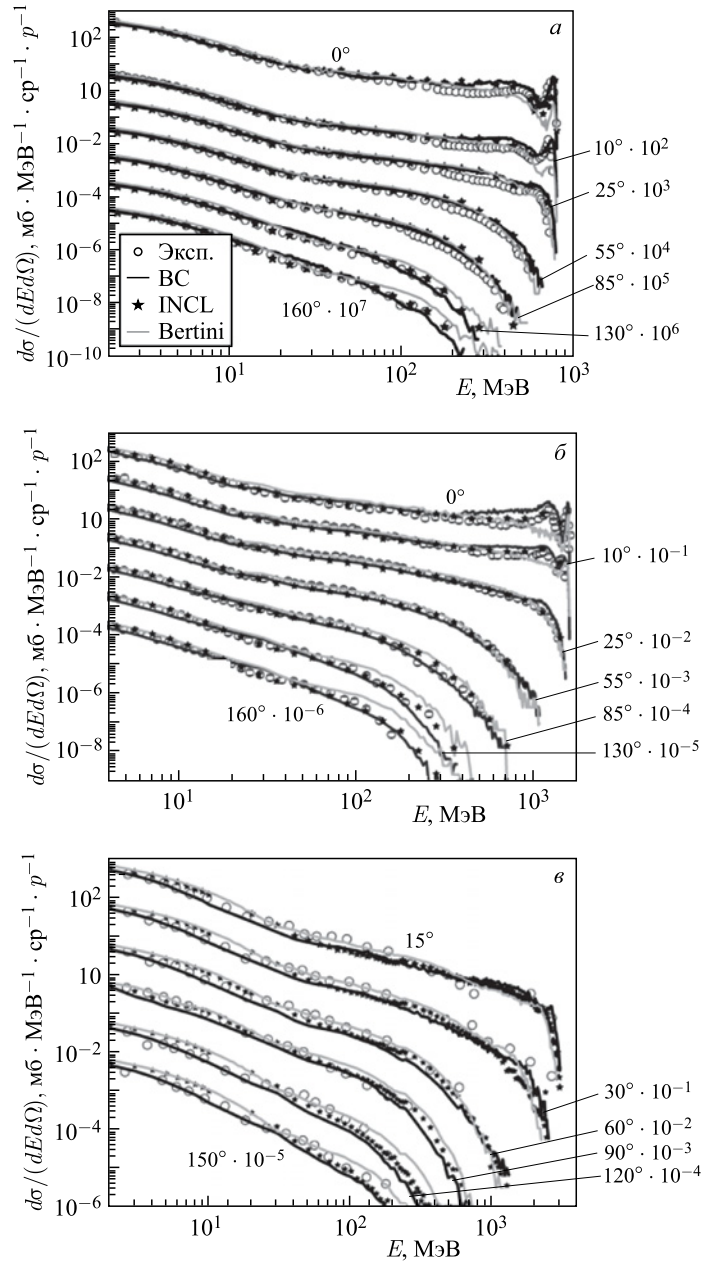


Рис. 2. Результаты моделирования угловых зависимостей сечений образования нейтронов в свинцовой мишени при энергии налетающих протонов 800 МэВ (а), 1,6 ГэВ (б) и 3 ГэВ (в). Экспериментальные данные рис. а и б взяты из [9], данные рис. в — из [10]. Для каждого угла измерений указан масштабный коэффициент для представления результатов на одном графике

взаимодействия. Для маленьких углов ($< 10^\circ$) модель BC производит больше высокоэнергетичных нейтронов в каскадной стадии по сравнению с экспериментальными данными. При энергии протонов 1,6 ГэВ (и углах $< 10^\circ$) нейтронный спектр модели BC представляет собой более высокий пик в области, соответствующей возбуждению Δ -резонанса. Для больших углов ($> 80^\circ$) количество нейтронов с энергией выше 100 МэВ ниже по сравнению с экспериментом в пределах 20%. Модель Bertini показывает противоположную тенденцию — при больших углах ($> 80^\circ$) количество нейтронов с энергиями более 100 МэВ несколько выше по сравнению с экспериментом. Модель INCL дает наилучшее согласие с экспериментальными данными. Испарительная стадия моделирования работает удовлетворительно во всех случаях, что видно из распределений нейтронов с энергиями ниже 10 МэВ. Отметим, что модель Bertini систематически немного завышает «мягкую» часть нейтронного спектра (на 20%) по отношению к экспериментальным данным для всего диапазона рассмотренных энергий пучка. Модели BC и Bertini использовались в сочетании со стандартной испарительной моделью Geant4 (G4ExcitationHandler). Модель INCL использовалась в сочетании с моделью ABLA. Для протонов с энергией 3 ГэВ [10] модель BC показывает наилучшее согласие с экспериментом.

На рис. 3 показаны относительные отклонения результатов моделирования и экспериментальных данных в зависимости от угла регистрации нейтронов для трех групп энергий нейтронов при энергии протонов 800 МэВ (рис. 2, а).

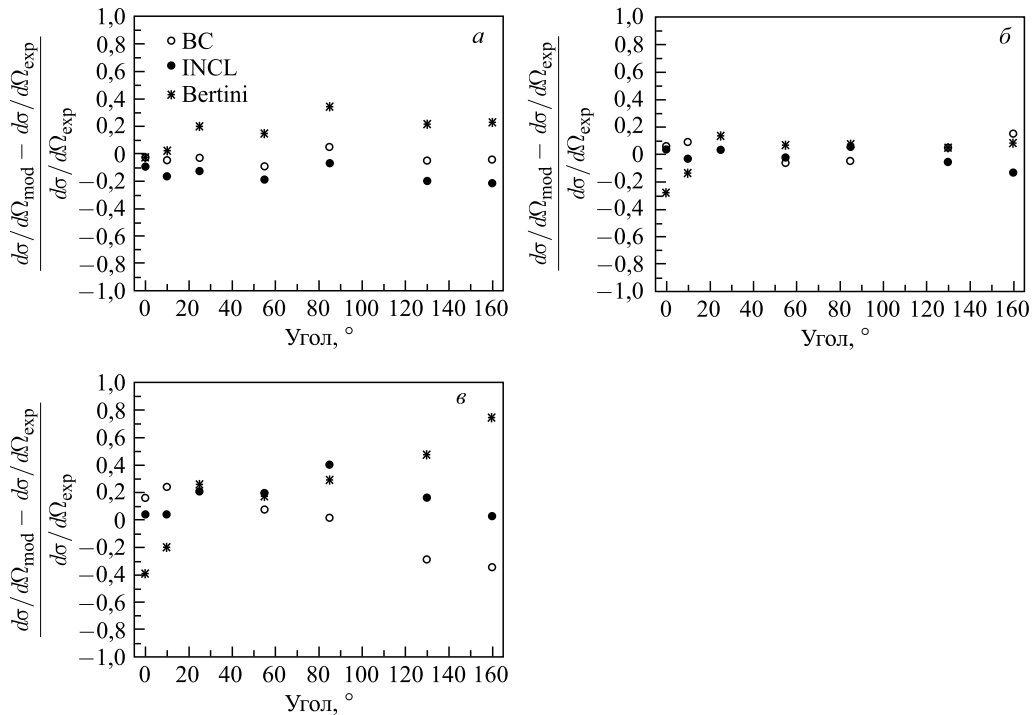


Рис. 3. Относительные отклонения результатов моделирования и экспериментальных данных при энергии протонов 800 МэВ для трех групп энергий нейтронов: а) $E_n > 2$ МэВ; б) $E_n > 20$ МэВ; в) $E_n > 100$ МэВ

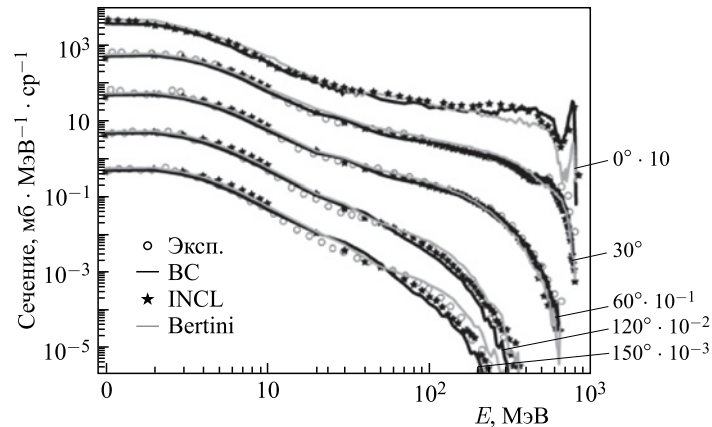


Рис. 4. Результаты моделирования сечений образования нейтронов в урановой мишени при энергии налетающих протонов 800 МэВ и экспериментальные данные [8]. Для каждого угла измерений указан масштабный коэффициент

К сожалению, в открытой литературе не много экспериментальных данных для дважды дифференциальных сечений образования нейтронов в мишенях из урана. На рис. 4 показано сравнение нашего моделирования с экспериментальными данными [8] по сечениям образования нейтронов в урановой мишени при энергии налетающих протонов 800 МэВ. Измерения проводились под углами 30, 60, 120 и 150°. На рис. 4 также представлены результаты моделирования при угле 0°. Для нейтронов с энергией ниже 100 МэВ наблюдается хорошее согласие всех трех моделей (Bertini, INCL, BC) с экспериментальными данными. Сравнение описания высокоэнергетической части спектра нейтронов имеет аналогичные отклонения, как для свинцовой мишени.

ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ

Анализ генерации частиц в толстых мишенях дает информацию о развитии внутри- и межъядерных каскадов, а также представляет важный тест программного кода, который используется при моделировании. В толстой мишени вторичные частицы также могут взаимодействовать с мишенью, что приводит к возникновению сложных полей частиц различных энергий и типов. Увеличение размеров мишени может выявить слабые стороны и пригодность модели для описания явления.

Поскольку экспериментальные данные по дважды дифференциальным сечениям образования нейтронов в толстых урановых мишенях практически недоступны, рассмотрим сравнительные результаты моделирования с данными для свинцовых мишеней. На рис. 5 представлены экспериментальные результаты по угловым энергетическим зависимостям выхода нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 1,2 ГэВ с цилиндрической свинцовой мишенью [11] и данные моделирования на основе Geant4. Наличие в эксперименте [11] коллиматоров и возможность перемещения мишени в направлении пучка позволили получить экспериментальные данные, на основе которых можно провести анализ адекватности моделирования ядерного каскада внутри мишени. На рис. 5 производится сравнение результатов для двух позиций мишени вдоль оси z : 10 и 30 см.

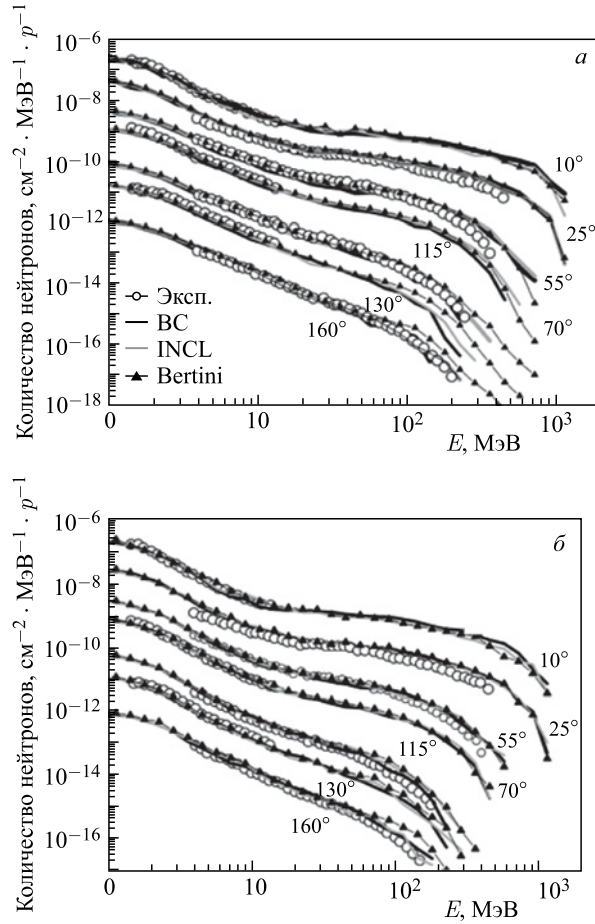


Рис. 5. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов в цилиндрической свинцовой мишени диаметром 20 см и длиной 65 см в позиции по оси z : 10 см (а) и 30 см (б) — при энергии налетающих протонов 1,2 ГэВ. Данные представлены для углов 10, 25, 55, 70, 115, 130 и 160° (сверху вниз) из работы [11]. Данные отмасштабированы с фактором 10^{-1} от угла к углу

Результаты моделирования нейтронных распределений имеют хорошее согласие с экспериментальными данными в пределах 30%. В то время как в тонких мишенях указанные выше модели имели заметные различия в угловых распределениях в высокоэнергетичной части нейтронного спектра, в толстых мишенях многочисленные рассеяния частиц сглаживают эти различия. Если для толстых мишеней модели BC и INCL дают одинаковые (в пределах 20%) результаты, то модель Bertini по-прежнему систематически завышает выход нейтронов высоких энергий при больших углах (30–40%).

Аналогичные выводы получены в сравнении с другим набором экспериментальных данных, опубликованных в работе [7], в которых множественность нейтронов измерялась в различных комбинациях пучок–мишень. В табл. 1 и 2 представлено сравнение

Таблица 1. Средний выход нейтронов на один протон с энергией 1,2 ГэВ при облучении свинцовых мишеней

Диаметр, см	Длина, см	Эксперимент	BC	INCL	Bertini
8	2	1,7	1,7	2,1	2,2
	5	4,5	4,4	5,3	5,7
	10	8,5	8,4	9,9	10,7
	20	13,7	14,2	16,4	17,3
	35	17,9	18,1	20,5	21,6
15	2	1,8	1,7	2,1	2,3
	5	4,8	4,6	5,5	5,9
	15	13,3	13,1	14,9	15,9
	20	16,1	16,2	18,2	19,6

Таблица 2. Средний выход нейтронов на один протон с энергией 1,2 ГэВ при облучении урановых мишеней

Диаметр, см	Эксперимент	BC	INCL	Bertini
3	6,1	6,4	7,1	7,3
6	12,4	12,7	14,1	14,2
7,8	14,9	16,1	17,6	17,6
20	32,3	32,7	34,3	37,5

экспериментальных данных работы [7] и результатов моделирования на основе Geant4. В таблицах приведена величина среднего количества нейтронов на один налетающий протон с энергией 1,2 ГэВ при облучении свинцовых и урановых мишеней различных размеров.

Табл. 3 и 4 показывают сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными работы [7] для энергий налетающих протонов 1,22, 2,21, 3,17 и 4,15 ГэВ. В этих экспериментах использовались цилиндрическая свинцовая мишень диаметром 15 см и

Таблица 3. Средний выход нейтронов на один протон с различной энергией при облучении свинцовой мишени диаметром 15 см и длиной 35 см

Энергия пучка, ГэВ	Эксперимент	BC	INCL	Bertini
1,22	20,5	21,6	18,9	25,4
2,21	34,9	32,1	37,3	41,2
3,17	44	40,6	47,8	54,1
4,15	51	48,2	57,4	65,6

Таблица 4. Средний выход нейтронов на один протон с различной энергией при облучении урановой мишени (геометрия описана в тексте)

Энергия пучка, ГэВ	Эксперимент	BC	INCL	Bertini	Bertini2
1,22	35,3	37,5	38,7	42,1	71,6
3,17	84,1	86,3	93,3	106,2	170,1
4,15	101	105,8	114,4	132,4	214,4

длиной 35 см и цилиндрическая урановая мишень диаметром 8 см и длиной 40 см. В случае протонов с энергиями 3,17 и 4,15 ГэВ урановая мишень была окружена свинцовым цилиндром с внутренним диаметром 8 см, внешним диаметром 15 см, длиной 38 см.

Для свинцовой мишени для всего набора энергий протонов согласие моделей BC и INCL с экспериментальными данными находится в пределах 10%. Модель Bertini дает на 25–30% больше нейтронов по сравнению с экспериментом.

В случае урановой мишени в пределах экспериментальных ошибок наилучшее согласие между экспериментом и моделированием дает модель BC. Модель Bertini предсказывает большее количество нейтронов, и эта разница растет с увеличением энергии пучка: от 20% при энергии 1,22 ГэВ до 30% при энергии 4,15 ГэВ. Поскольку в урановой мишени доминирующим источником нейтронов является процесс деления, используемые модели хорошо согласуются с экспериментальными данными.

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ

Рассматривая проблему описания ADS-систем, важно разобраться с адекватностью моделирования самого процесса деления в зависимости от энергии нейтронов (и других частиц), которые инициируют деление. На рис. 6, *a* представлен набор экспериментальных данных по сечениям деления ^{238}U нейтронами [12–14] в зависимости от энергии нейтронов в сравнении с моделированием на основе Geant4. Для нейтронов с энергиями менее 50 МэВ данные воспроизводятся моделированием в пределах экспериментальных ошибок измерений. Напомним, что в диапазоне энергии нейтронов от 0 до 20 МэВ взаимодействие моделируется при помощи стандартной в Geant4 нейтронной модели (HP-model), основанной на данных из ENDF-библиотеки. В диапазоне энергии от 20 до 50 МэВ используется стандартная модель возбуждения (precompound exciton). Для энергий выше 50 МэВ неупругие взаимодействия моделируются на основе обсуждаемых выше моделей BC, INCL и Bertini.

Все три модели предсказывают примерно одинаковые значения сечения распада, немного завышенные (на 10–15%) по отношению к экспериментальным данным [12, 13], а также по отношению к данным [14].

На рис. 6, *b–d* показано распределение массы фрагментов деления ^{238}U при испускании запаздывающих нейтронов с энергиями от 14 до 500 МэВ [15–18]. Моделирование нейтронных распадов было протестировано для энергии нейтронов 14 МэВ. Результаты сравнения с экспериментальными данными представлены на рис. 6, *b*. Видно, что моделирование на основе Geant4 воспроизводит экспериментально полученные распределения в пределах ошибок измерений. На рис. 6, *d* приведено сравнение результатов моделей BC, INCL и Bertini с экспериментальными данными для высокоэнергетичных нейтронов (400–500 МэВ). На рис. 6, *e* представлено сравнение результатов моделей BC, INCL и Bertini для зарядового распределения фрагментов деления в ^{238}U пучками протонов с энергией 1 ГэВ с экспериментальными данными [19], полученными в обратной кинематике в реакции $^{238}\text{U} 1\text{A ГэВ} + p$. Сечения для фрагментов с атомным номером от 30 до 60, предсказанные моделями, согласуются с данными экспериментов в пределах 25%.

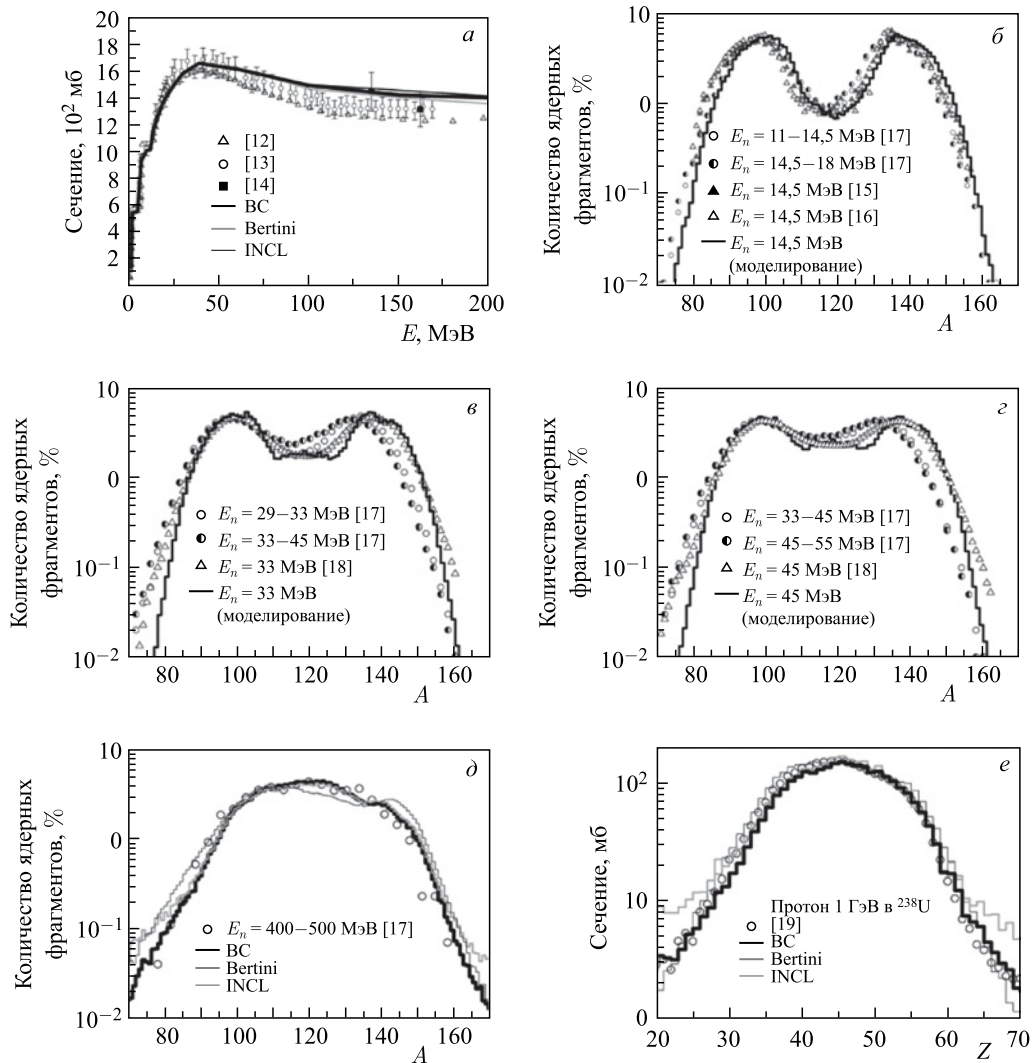


Рис. 6. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными [12–19]: а) сечения деления ^{238}U нейтронами; б–д) распределение массы фрагментов деления в ^{238}U при испускании запаздывающих нейтронов с энергией 14 МэВ (б), 33 МэВ (в), 45 МэВ (г), 400–500 МэВ (д); е) зарядовое распределение фрагментов деления в ^{238}U для пучка протонов с энергией 1 ГэВ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы возможности описания генерации частиц в тонких и протяженных свинцовых и урановых мишенях на основе широко распространенного открытого компьютерного кода Geant4. Проведено сравнение результатов моделирования с большим набором экспериментальных данных. Особое внимание уделено пространственным и энергетиче-

ским распределениям нейтронов, что является значимым для изучения и моделирования ADS-систем.

Представлен сравнительный анализ описания экспериментальных данных с использованием стандартных каскадных моделей binary cascade, Liege cascade и Bertini cascade.

Продемонстрирована возможность количественного описания взаимодействия пучков промежуточных энергий (от сотен МэВ до нескольких ГэВ) с разнообразными мишенями из тяжелых металлов с точностью около 30%. Полученные результаты дают основание утверждать, что открытый и общедоступный код Geant4 может служить эффективным инструментом для планирования новых исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubbia C. et al.* Conceptual Design of a Fast Neutron High Power Energy Amplifier. Preprint CERN-AT-95-44-ET. 1995.
2. *Bowman C. D. et al.* Nuclear Energy Generation and Waste Transmutation Using an Accelerator-Driven Intense Thermal Neutron Source // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 320. P. 336–367.
3. *Ridikas D., Mittig W.* Neutron Production and Energy Generation by Energetic Projectiles: Protons or Deuterons // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 418. P. 449–457.
4. *Kadykov M. et al. (Energy + Transmutation Collab.)*. About the Possibility of the ADS, Based on the Use of Natural Uranium or Thorium for Energy Production and Processing of Nuclear Waste // Proc. of the 13th Intern. Sci. Conf. EPE-2012, Brno, Czech Republic, 2012. P. 69–75.
5. *Furman W. et al. (Energy + Transmutation Collab.)*. Recent Results of the Study of ADS with 500 kg Natural Uranium Target Assembly QUINTA Irradiated by Deuterons with Energies from 1 to 8 GeV at JINR Nuclotron // PoS (Baldin ISHEPP XXI). Dubna, 2012.
6. *Agostinelli S. et al. (Geant4 Collab.)*. Geant4 — a Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250–303.
7. *Hilscher D. et al.* Neutron Production by Hadron-Induced Spallation Reactions in Thin and Thick Pb and U Targets from 1 to 5 GeV // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 100.
8. *Amian W. B. et al.* Differential Neutron Production Cross Sections for 800-MeV Protons // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 112. P. 78.
9. *Ledoux X. et al.* Spallation Neutron Production by 0.8, 1.2, and 1.6 GeV Protons on Pb Targets // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82, No. 22. P. 4412–4415.
10. *Ishibashi K. et al.* Measurement of Neutron-Production Double-Differential Cross Sections for Nuclear Spallation Reaction Induced by 0.8, 1.5 and 3.0 GeV Protons // J. Nucl. Sci. Tech. 1997. V. 34, No. 6. P. 529–537.
11. *David J. C. et al.* Spallation Neutron Production on Thick Target at Saturne. <http://irfu.cea.fr/dapnia-03-482.pdf>.
12. *Lisowski P. W. et al.* Fission Cross Sections in the Intermediate Energy Region // Conf. Nucl. En. Agency Nucl. Data Committee Reports. France, 1991. No. 305. P. 177–183.
13. *Eismont V. P. et al.* Relative and Absolute Neutron-Induced Fission Cross Sections of ^{208}Pb , ^{209}Bi , and ^{238}U in the Intermediate Energy Region // Phys. Rev. C. 1996. V. 53, No. 6. P. 2911–2918.
14. *Donets A. Yu. et al.* EXFOR Data. <http://www-nds.indcentre.org.in/EXFOR/41455.005>.
15. *Yamamoto H. et al.* Neutron Emission, Mass Distribution and Energetics in 14.5 MeV-Neutron Induced Fission of ^{238}U // J. Nucl. Sci. Tech. 1979. V. 16, No. 11. P. 779–791.
16. *Nagy S. et al.* Mass Distributions in Monoenergetic-Neutron-Induced Fission of ^{238}U // Phys. Rev. C. 1978. V. 17, No. 1. P. 163–171.

17. Zoller C. Untersuchung der neutroneninduzierten Spaltung von ^{238}U im Energiebereich von 1 MeV bis 500 MeV. Ph.D. Thesis. Techn. Univ. Darmstadt, 1995.
18. Simutkin V. Fragment Mass Distribution in Neutron Induced Fission of ^{232}Th and ^{238}U from 10 to 60 MeV. Acta Universitatis Upsaliensis, Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology 723. 2010.
19. Bernas M. *et al.* Fission Residues Produced in the Spallation Reaction $^{238}\text{U} + p$ at 1.4 GeV. Elsevier Preprint (submitted).

Получено 27 июля 2015 г.