

12. Диаграммы состояния силикатных систем. Справочник. Вып. 1. Двойные системы. Под ред. Н.А. Торопова. М.—Л.: Наука, 1965.
13. Диаграммы состояния систем тугоплавких оксидов. Справочник. Вып. 5. Двойные системы. Ч. 1. Под ред. Ф.Я. Галахова. Л.: Наука, 1985.
14. Диаграммы состояния систем тугоплавких оксидов. Справочник. Вып. 5. Двойные системы. Ч. 4. Под ред. Ф.Я. Галахова. Л.: Наука, 1988.
15. Fischer G., Manfredo L., McNally R., Doman R. The eutectic and liquidus in the $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—ZrO}_2$ system. — J. Mater. Sci., 1981, v. 16, № 12, p. 3447—3451.
16. Olsen Ch. e.a. Materials interactions and temperatures in the Three Mile Island unit 2 core. — Nucl. Technol., 1989, v. 87, № 8, p. 57—94.
17. Skokan A. High temperature phase relations in the U—Zr—O System. — In: 5th Intern. Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety, Karlsruhe, Spt. 9—13, 1984, p. 1035—1042.
18. Hayward P., George I. Dissolution of UO_2 in molten Zircaloy-4. Part 4: Phase evolution during dissolution and cooling of 2000 to 2500 °C specimens. — J. Nucl. Mat., 1996, v. 232, № 1, p. 13—22.
19. Аналитические исследования в обоснование исходных данных по выходу расплава из корпуса реактора в устройство локализации. Отчет LYG-X-PD86-29-53020000-TR-0039-R. СПб АЭП, 2000.
20. Muan A. Phase equilibria at liquidus temperatures in the system iron oxide — $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—SiO}_2$ in air atmosphere. — J. Amer. Ceram. Soc., 1957, v. 40, № 4, p. 121—133.
21. Удалов Ю.П., Морозов Ю.Г., Гусаров В.В. и др. Расчетное и экспериментальное исследование взаимодействия расплава корнума с жертвенным материалом. — В сб.: Научно-практический семинар «Вопросы безопасности АЭС С ВВЭР», С.-Петербург, 12—14 сентября 2000 г., с. 161—208.
22. Бешта С.В., Хабенский В.Б., Витоль С.А. и др. Экспериментальные исследования взаимодействия расплава оксидного корнума с образцами стали корпуса реактора. — Там же, с. 209—250.

Поступила в Редакцию 10.10.01

УДК 621.039.5

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РАСЧЕТА АКТИВАЦИОННОГО ТОКА РОДИЕВОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ

Городков С.С. (РНЦ «Курчатовский ин-т», Институт ядерных реакторов)

Нейтронные детекторы β -эмиссионного типа, называемые также детекторами прямой зарядки, играют важную роль в системе внутриреакторного контроля. Их информация оперативно обрабатывается с помощью компьютерных программ и выдается оператору в виде данных об энерговыделении во всем пространстве активной зоны. От степени достоверности этой информации в значительной мере зависит безопасная и экономичная работа реактора.

Обработка и интерпретация детекторных данных опираются на математические модели сложных процессов, происходящих в активной зоне и самих детекторах. Требование оперативности неизбежно усиливает приближенность таких моделей, что приводит к погрешностям результатов интерпретации и снижению степени достоверности предоставляемой оператору информации.

Естественное желание разработчиков сделать математические модели более адекватными приводит к существенному усложнению используемых программ, чреватому появлением скрытых дефектов и ошибок как в самих моделях, так и в реализующих их программах. Выявлению таких дефектов и ошибок в наибольшей степени способствуют сравнительные расчеты одних и тех же проблем по разным программам с последующим анализом результатов.

Предлагаемая работа может служить примером такого расчета, который помимо подтверждения качества двух однотипных программ привел еще и к уточнению физической модели.

Источники детекторного сигнала. Упрощенно нейтронный детектор β -эмиссионного типа можно представить в виде прямого коаксиального кабеля с тонкой проводочкой-эмиттером в центре, изготовляемой, как правило, из ^{103}Rh . Эмиттер окружен

изолятором и помещен в металлическую трубку-коллектор. Коллектор заземляется, и чувствительный прибор измеряет ток между эмиттером и землей. Это показание и есть непосредственный результат работы детектора.

Основной причиной появления тока является вылет из эмиттера электронов, испускаемых при β -распаде ^{104}Rh , образующегося в результате захвата нейтронов ядрами ^{103}Rh . Период полураспада основного состояния ^{104}Rh составляет 42 с, но часть ядер, около 7%, проходит предварительно через изомерное состояние, время жизни которого 4,34 мин. Таким образом, детектор реагирует на изменение нейтронного поля с определенной задержкой.

^{104}Rh образуется в сильновозбужденном состоянии и почти мгновенно высвечивает излишнюю энергию в виде γ -квантов, называемых захватными. Их малая часть взаимодействует с материалами детектора и также вызывает некоторое перераспределение заряда. Этот вклад в сигнал, пусть и небольшой — несколько процентов, удастся зарегистрировать и измерить при быстром извлечении детектора из реактора.

Еще меньший вклад, по оценкам около 1%, вносит поток γ -квантов, возникающих в активной зоне в результате происходящих там ядерных реакций. И совсем ничтожный, но интересный с точки зрения верификации вклад возможен от двух γ -квантов 0,077 и 0,051 МэВ, возникающих при переходе изомерного состояния ^{104}Rh в основное.

Интерпретация детекторного сигнала. Число β -распадов, а с ним и показание детектора зависит от спектра потока нейтронов и распределения их поглощения по эмиттеру. В свежем детекторе, например, поглощение нейтронов на поверхности эмиттера примерно в 1,5 раза интенсивнее, чем в его центре. В сильно выгоревшем ситуация меняется на противоположную. Спектр нейтронов зависит также от степени выгорания окружающего топлива, расположения ближайших стержней регулирования, плотности теплоносителя и др. Едва ли не более сложным образом зависит от нейтронного потока энерговыделение, информация о котором как раз и является главной задачей системы внутриреакторного контроля.

Интерпретация детекторного сигнала, как видно, естественным образом распадается на нейтронную и электронно-фотонную части. Первая решается в том или ином приближении с помощью детерминистских программ либо существенно более точно с помощью метода Монте-Карло [1]. Настоящая работа посвящена электронно-фотонной части.

Электроны, возникшие в процессе β -распада ^{104}Rh либо выбитые γ -квантами, в процессе своего движения теряют энергию, частично в виде тормозного γ -излучения при рассеянии в электрическом поле атомных ядер, частично в результате столкновения с электронами среды. γ -Кванты также взаимодействуют с материалами детектора, выбивая электроны в результате комптоновского рассеяния, если передаваемая энергия намного больше энергии связи электронов, либо в результате фотоэффекта, когда энергия близка, либо в процессе рождения электрон-позитронных пар. Все эти вторичные частицы тоже могут участвовать в перераспределении заряда.

И хотя отмеченные процессы в значительной мере описываются аналитическими формулами, их качественное моделирование под силу только малому числу сложных программ, основанных на методе Монте-Карло. К таковым относятся ITS [2], результаты которой использованы в настоящей работе как реперные и которая является основой блока, описывающего совместный перенос электронов и γ -квантов в MCNP [3]. Другая программа, не менее известная в этом классе, — EGS4 [4]. Ее особенность состоит в том, что она детально описывает совместный перенос электронов, позитронов и γ -квантов в любой указанной среде, возлагая в значительной мере на пользователя описание геометрии, регистрации, источника и организации счета (или выбор подходящих программ, созданных пользователями EGS4 для своих целей).

Симметричными в определенном смысле недостатками обладает программа MCU [5], изначально ориентированная на нейтронно-физические расчеты в геометрически сложных средах, с разнообразными по форме и спектрам источниками и удобной системой управления счетом, но лишенная возможности описания переноса электронов и γ -квантов. Поэтому нами была предпринята попытка создания интерфейса MCU—EGS4, который облегчил бы пользователям электронно-фотонные расчеты, в первую очередь, в реакторной области. Мы надеемся также, что богатые источнико-геометрические возможности MCU расширят применение EGS4 в других научных областях.

Расчеты модельного детектора. Для верификации интерфейса MCU—EGS4 использован расчет модельного детектора [6]. Решаемая задача описана здесь настолько детально, что позволяет повторить если и не всю, то значительную часть электронно-фотонных расчетов и сравнить их результаты. Данные о геометрии и составе приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Структура модельного детектора

Элемент	Материал	Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³
Эмиттер	Родий	0,023	12,4
Изолятор	Оксид алюминия	0,053	3,9
Коллектор	Инконель	0,079	8,4

После β -распада образуется ядро ^{104}Pd . С вероятностью 98% его состояние будет основным, максимальная энергия вылетающего электрона равна 2,44 МэВ. С вероятностью 1,8% это значение будет равно 1,88 МэВ, а ядро ^{104}Pd окажется возбужденным. В работе [6] эти электроны рассматриваются раздельно. Поскольку в β -распаде участвуют еще и нейтрино, уносящие часть энергии, вылетающие электроны будут распределены по энергии непрерывно от нуля до максимального значения. Использованная в работе [6] для этого распределения формула взята из известной работы [7], где ее авторство приписывается Э. Ферми:

$$P(E) = \frac{105}{16} \frac{1}{(E_{\max})^{7/2}} (E_{\max} - E)^2 \sqrt{E}. \quad (1)$$

Нетрудно вычислить, что средняя энергия, соответствующая такому распределению, $E_{\max}/3$.

Сравнение результатов расчетов. В связи с огромным числом столкновений, испытываемых электронами при их движении в среде, программы Монте-Карло используют для описания переноса электронов теорию укрупненных столкновений, одним из параметров которой является максимальная доля энергии, теряемая на одном укрупненном шаге. В большинстве задач отклонение этой величины от значения, задаваемого по умолчанию, не является слишком важным, но в случае детектора с тонким и сильно поглощающим эмиттером оказалось иначе. Например, число покинувших эмиттер электронов изменялось во втором знаке в зависимости от этой величины. Поэтому мы использовали для окончательных расчетов EGS4 с ее подмодулем PRESTA, позволяющим автоматически выбирать длину шага в процессе расчета. Столкнувшись ли с аналогичной проблемой авторы [6], нам не известно.

Нам также не известно ни число историй, смоделированных в их расчетах, ни статистическая погрешность результатов. В случае, когда частицами источника были электроны, мы проводили расчет одного миллиона историй. Но если электроны почти полностью поглощались в детекторе, то большинство захватных γ -квантов покидало детектор, не успев с ним провзаимодействовать. В детекторе терялся только 1% их энергии. Соответственно и статистическая погрешность результатов была высока. Поэтому когда частицами источника были γ -кванты, мы проводили расчет с шестью миллионами историй. Как только кинетическая энергия частиц опускалась ниже 10 кэВ, частица считалась поглотившейся.

Результаты расчетов в случае, когда источник — электроны, сравниваются в табл. 2. Для $E_{\max} = 2,44$ МэВ рассчитанные по двум разным программам заряды, поглощенные в зонах детектора, разнятся приемлемо — примерно на 1,5%, причем отклонение носит систематический характер. Эту систематичность можно было бы посчитать и не случайной, принимая во внимание сложность сравниваемых программ и изрядное число параметров, многие из которых задаются по умолчанию. Результаты для близкой энергии $E_{\max} = 1,88$ МэВ разнятся уже на 10% и более, и наблюдается систематическое отклонение в другую сторону. Это последнее мы склонны отнести к вероятной статистической погрешности расчета [6], который, возможно, выполнялся с меньшим числом историй ввиду значительно меньшего вклада этих электронов в общий результат.

Т а б л и ц а 2. Поглощение электронов в элементах детектора в результате рождения 0,998 β -электрона в невыгоревшем эмиттере (в скобках приведена абсолютная погрешность в последней цифре)

Элемент	$E_{\max}$			
	2,44 МэВ (98%)		1,88 МэВ (1,8%)	
	[6]	EGS—MCU	[6]	EGS—MCU
Эмиттер	0,5713	0,5789(5)	0,0136	0,01230(1)
Изолятор	0,1950	0,1976(4)	0,0039	0,00348(<1)
Коллектор	0,1450	0,1477(4)	0,0030	0,00192(<1)
Вылетело из детектора	0,0687	0,0558(3)	<0?	0,00030(<1)

Отметим, что в работе [6] число электронов, вылетевших за пределы детектора, не вычисляли. Приведенные в колонках [6] табл. 2 данные получены нами вычитанием доли поглощенных электронов из числа испущенных. В случае $E_{\max} = 1,88$ МэВ это число отрицательно, что говорит об ошибке, скорее всего, в данных о поглощении. В наших расчетах эта величина получалась в результате специальной регистрации и баланс заряда соблюдался точно. Причем точности удалось добиться только после корректной регистрации всех моделируемых процессов, в частности, фотоэффекта.

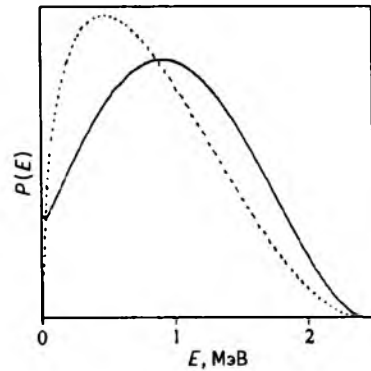
Переходя к γ -квантам, обратимся прежде всего к их изомерной группе, в которой энергия и выход определены однозначно. Согласие обеих программ здесь можно считать удовлетворительным, учитывая, что в работе [6] в этих результатах только одна цифра значащая. Отрицательное значение в изоляторе говорит о том, что в нем было выбито меньше электронов, чем поглотилось тех, которые были выбиты из соседних областей. Различия в случае захватных γ -квантов также не представляются большими и могут быть вызваны как статистической погрешностью, так и различиями в моделировании источника, описываемого в работе [8] большой таблицей.

Здесь еще надо отметить, что в табл. 2 указано число поглощенных в зонах детектора электронов, в табл. 3 — число выбитых из этих зон электронов. Поэтому при суммировании результатов эти цифры надо брать с разными знаками.

Т а б л и ц а 3. Вылет электронов из элементов детектора под действием фотонов, испущенных при поглощении одного нейтрона в невыгоревшем эмиттере (в скобках приведена абсолютная погрешность в последней цифре)

Элемент	Фотоны			
	захватные		изомерные	
	[6]	EGS—MCU	[6]	EGS—MCU
Эмиттер	0,0164	0,01749(1)	0,0002	0,00033(<1)
Изолятор	0,0036	0,00548(1)	-0,0003	0,00035(<1)
Коллектор	0,0084	0,01086(1)	0,0001	0,00012(<1)
Вылетело из детектора	0,0284	0,03382(1)	0	0,00010(<1)

Уточнение физической модели. Изучая имеющиеся в Интернете данные о β -распаде ^{104}Rh , мы обратили внимание на то, что приводимая там, например, в <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nudat/radform.html> средняя энергия испускаемых электронов близка к 1 МэВ, что заметно больше, чем полагающаяся согласно распределению (1) треть от $E_{\text{max}} = 2,44$ МэВ. Выяснилось, что формула (1) получена в не-



Распределение по энергии испускаемых ^{104}Rh β -частиц, вычисленное по формуле (1) (---) и точное [9] (—)

релятивистском приближении, предполагающем энергию электрона малой по сравнению с его массой 0,511 МэВ, и к тому же не учитывает кулоновского поля ядра.

Оказалось, что релятивистский вариант распределения β -частиц по энергии ненамного сложнее формулы (1). Труднее вычислить кулоновскую поправку. Но все эти расчеты уже проведены для большинства β -испускающих ядер и представлены в справочнике [9]. О значительном отличии приведенного в нем распределения для ^{104}Rh от задаваемого формулой (1) можно судить по рисунку, на котором изображены они оба. Увеличение числа более энергичных электронов в новом распределении должно привести к их меньшему поглощению в эмиттере. Это подтверждается результатами расчетов, представленных в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Суммарное поглощение электронов в элементах детектора в результате рождения 0,998 β -электрона в невыгоревшем эмиттере в зависимости от распределения по энергии электронов, рождающихся в эмиттере

Элемент	[6]	EGS—MCU	
	Формула (1)	Формула (1)	[9]
Эмиттер	0,5849	0,5912	0,5003
Изолятор	0,1989	0,2011	0,2099
Коллектор	0,1480	0,1496	0,1954
Вылетело из детектора	0,0662	0,0561	0,0924

Использование правильного распределения по энергии для электронов, рождающихся при β -распаде ^{104}Rh , заметно увеличивает вероятность утечки электронов из эмиттера и, следовательно, измеряемый сигнал. Между тем авторы работы [6] отмечали, что их значения занижены по сравнению с приводимыми в литературе, не указав, правда, ни масштаб занижения, ни литературу. Как одну из возможных причин расхождения они указывали некорректность метода расчета числа электронов, возвращающихся в эмиттер из изолятора под действием электрического поля от возникающего там заряда. Это число по оценкам составляет менее половины всех электронов, поглощаемых в изоляторе. Уверенность в своей правоте авторам придавало совпадение с экспериментом их расчета вылета электронов из родиевых проволок. Мы не проводили эти расчеты из-за отсутствия в работе [6] данных об использованном распределении β -источников по радиусу. Заметим только, что авторы эксперимента [10] в более поздней работе отмечали значительные различия между показаниями детектора и эмиссией электронов из родиевой проволоки. Поэтому вероятно, что использование правильного распределения вместо (1) разрешит проблему, отмеченную в работе [6].

Закключение. Расчеты подвум разным программам при одинаковых исходных предположениях дают близкие с точки зрения практического результата значения. Учитывая, что эти программы неоднократно сравнивались на других задачах, можно говорить об адекватности заложенных в них моделей и их пригодности для успешного решения таких задач.

Настоящая работа еще раз подтверждает полезность решения сложных проблем разными коллективами с помощью разных, возможно, однотипных, но отличающихся алгоритмами задач. Как видно, изучение различия результатов или повторный анализ входных данных могут привести к улучшению физической модели или обнаружению не замеченных ранее ошибок.

То же самое можно сказать и о пользе интерфейсов. Так, первоначально мы использовали в этих расчетах только EGS4, поскольку недостающие программы казались простыми и были быстро написаны. Данные об электронных источниках получились разумными, различия для γ -источников списывались на новейшие и поэтому лучшие данные из Интернета. Когда же заработал интерфейс EGS—MCU и привел к немного иным результатам, в наших вспомогательных программах быстро нашлась ошибка в источнике, которую не выявили выполненные ранее тесты.

Работа выполнена при поддержке концерна «Росэнергоатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гомин Е.А., Марин С.В., Цимбалов С.А. Программа MCU. Расчет переходной функции нейтронного бета-эмиссионного детектора: Препринт ИАЭ-5755/5, 1994.
2. ITS Version 3.0: The Integrated Tiger Series of Coupled Electron and Photon Monte Carlo Transport Codes. SAND91-1634.
3. MCNP — a General Monte-Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M, 1997.
4. Nelson W., Hirayama H., Bielajev A. The EGS4 Code System. Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-265 (Stanford Calif), 1985. См. также <http://ehssun.lbl.gov/egs/egs.html>.
5. Гомин Е.А., Майоров Л.В., Гуревич М.И. и др. Программа MCU-RFFI/A с библиотекой констант DLC/MCUDAT-1.0. Федеральный надзор России по ядерной и радиационной безопасности. Регистрационный номер паспорта аттестации 61 от 17.10.96.
6. Ober T., Malloy J. An advanced model for the prediction of the total burnup-dependent self-powered rhodium detector response. — In: Proc. Intern. Conf. on Mathematics and Computations, Reactor Physics and Environmental Analysis. Portland, Oregon, 1995, v. 2, p. 22—31.
7. Warren H. Neutron and Gamma Ray Effects on Self-Powered In-Core Detectors. — Nucl. Sci. Engng, 1974, v. 54, p. 391—415.
8. Orphan V., Rasmussen N., Harper T. Line and Continuum Gamma-Ray Yields from Thermal Neutron Capture in 75 elements. GA-10248, July 31, 1970.
9. Алексанкин В.Г., Родичев С.В., Рубцов П.М. и др. Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1989.
10. Baldwin M., Rogers J. Calibration of self-powered neutron flux monitor in a simulated PWR lattice — Nucl. Sci. Engng, 1969, v. 16(1), p. 171—176.

Поступила в Редакцию 19.12.01

УДК 621.039.5

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕЗОПАСНОСТИ РБМК ПРИ АВАРИЯХ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ЧАСТИЧНЫМИ РАЗРЫВАМИ КОНТУРА ЦИРКУЛЯЦИИ

Достов А.И., Крамеров А.Я. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Основной вклад в риск аварий с потерей теплоносителя РБМК вносят разрывы элементов напорной части контура многократной принудительной циркуляции (КМПЦ) — нижних водяных коммуникаций, раздаточных групповых коллекторов, напорного коллектора и др.

Впервые проведенный в 1983—1989 гг. анализ [1—6] показал, что последствия аварий с разрывом напорной части контура циркуляции сильно зависят от места и масштаба разрыва. Разрыв труб полным сечением может оказаться менее опасным, чем при сечении разрыва, меньшем полного сечения. Особенно опасны ситуации, при которых давление в напорном или раздаточном групповом коллекторе снизится до уровня, близкого к давлению в барабане-сепараторе. В связи с этим возникла необ-