

СОДЕРЖАНИЕ

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ	И.Б. Кузьмина, Н.Л. Сальников Систематизация задач вероятностного анализа безопасности пожаров АС.....	3
ФИЗИКА И ТЕХНИКА РЕАКТОРОВ	В.В. Дулин, И.П. Матвеевко Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа..... Г.Г. Куликов, А.Н. Шмелев, Э.Ф. Крючков, Г.В. Тихомиров, М.Ю. Терновых, В.А. Апсз, М.Саито, В.В. Артисюк Физические характеристики легководного ядерного реактора со сверхдлинной кампанией ториевого топлива..... Окунев В.С. Анализ применимости галлия и его сплавов для охлаждения реакторов на быстрых нейтронах	9 18 29
ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ И РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ	С.Г. Олейник, В.А. Болтенков Имитационное моделирование системы определения глубины выгорания облученного ядерного топлива.....	39
АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ	Али Башарат, И.И. Лощаков Регулирование энергоблоков АЭС с ВВЭР при изменении производительности ГЦН.....	53
ПОДГОТОВКА КАДРОВ. МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРЕПОДАВАНИЯ	Н.Д. Хатьков, Ю.А. Павличенко Концепция реализации интегрированной мультимедийной системы дистанционного обучения Sydney в промышленности.....	61
ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ	Е.С. Матусевич, Р.А. Розиев Физические основы радионуклидной диагностики и терапии болезней щитовидной железы.....	67
ШКОЛЫ, КОНФЕРЕНЦИИ, СЕМИНАРЫ, СИМПОЗИУМЫ	П.П. Волосевич, Е.И. Леванов Автомодельные решения уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики..... В.И. Савельев Математическое моделирование и вычислительный эксперимент в ядерно-физических исследованиях..... С.Дж. Аплин, В.И. Савельев Моделирование переходного излучения для периодических и пространственно распределенных структур.....	79 89 103

CONTENTS

SAFETY, RELIABILITY AND DIAGNOSTICS NPP	I.B. Kuzmina, N.L. Salnikov Systematization of Probabilistic Analysis of NPP Fire Safety Problems.....	3
REACTOR PHYSICS AND TECHNOLOGY	V.V. Doulin, I.P. Matveenko Determination low multiplying subcritical states by Rossi- α technique..... G.G.Koulikov, A.N.Shmelev, E.F.Kryuchkov, G.V.Tikhomirov, M.Yu.Ternovykh, V.A. Apse, M. Saito, V.V.Artisyuk Physical Characteristics of the Light-water Reactor with Ultra-long Life of Thorium-based Fuel..... V.S. Okunev Analysis of Applicability of the Gallium and its Alloys for Cooling of LMFR.....	9 18 29
FUEL CYCLE AND RADIOACTIVE WASTES MANAGEMENT	S.G. Oleynik, V.A. Boltenkov Simulation of Spent Fuel Burnup Determination System.....	39
NUCLEAR POWER PLANTS	Ali Basharat, I.I. Locshakov Regulation of PWR Type Nuclear Power Plants by Changing Productivity of Primary Coolant Pumps.....	53
TRAINING OF PERSONNEL. METHODOLOGICAL ASPECTS OF TEACHING	N.D. Khatkov, U.A. Pavlichenko Concept of Realization Integrated Multimedia Distance Educating System SYDNEY in Industry.....	61
APPLICATION OF NUCLEAR METHODS AND MEANS	E.S.Matusevich, R.A. Roziev Physical Background of the Radionuclide Diagnostics and Therapy.....	67
WORKSHOPS, CONFERENCES, SEMINARS, SYMPOSIUMS	P.P. Volosevich, E.I. Levanov Automodelling Solutions of Two-temperature Magnetohydrodynamics Equations..... V.I. Saveliev Mathematical Simulation and Numerical Experiment for Nuclear-physics Researches..... S.J.Aplin, V.I.Saveliev Simulation of Transition Radiation for Periodical and Spatial Distributed Structures.....	79 89 103

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЗАДАЧ ВЕРОЯТНОСТНОГО АНАЛИЗА БЕЗОПАСНОСТИ ПОЖАРОВ АС

И.Б. Кузьмина*, Н.Л. Сальников**

* МАГАТЭ

** Обнинский институт атомной энергетики, г. Обнинск



Предложена матричная модель задач ВАБ. Подобное представление исследований по ВАБ АЭС обеспечивает определенное удобство и наглядность восприятия объема ВАБ и способствует пониманию сущности получаемых вероятностных оценок. Отдельные блоки матрицы представляют собой комплексы задач. Рассматриваются особенности проведения ВАБ пожаров российских АС, сформирован перечень основных задач и их взаимосвязь.

ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение безопасного функционирования российских атомных электростанций (АС) является первостепенной задачей организаций, проектирующих и эксплуатирующих АС, а также органов федерального надзора за ядерной и радиационной безопасностью (Госатомнадзора РФ).

Современное состояние науки и практики в мире показывает, что одним из наиболее эффективных методов качественного исследования и количественной оценки уровня безопасности блоков АС является вероятностный анализ безопасности (ВАБ). ВАБ позволяет систематически и полно проанализировать всевозможные аварийные ситуации и установить основные источники аварии на объекте.

Следует особо отметить, что методология ВАБ позволяет оценить риск всевозможных аварий, инициированных различными источниками. Одним из таких источников является пожар, вызванный возгоранием оборудования или ненадлежащим обращением с горючими материалами в помещениях АС. Анализ аварий, происшедших на АС как в России, так и за рубежом [1], показывает, что пожары являются одной из основных причин серьезных инцидентов на АС, связанных с тяжелыми последствиями.

Методология ВАБ пожаров в отличие от методологии ВАБ внутренних исходных событий (ИС) является относительно новой и активно развивающейся дисциплиной, включающей в себя большое количество разнообразных задач, основными из которых являются следующие:

- сбор и обработка информации по трассировке кабелей по помещениям АС, расположению оборудования, пожарной нагрузке помещений и источников возгорания;
- моделирование возможности распространения продуктов горения внутри отдельных помещений и между помещениями АС;

- определение аварийных последовательностей, инициированных пожаром;
- моделирование влияния пожара на поведение оператора в процессе управления аварией;
- моделирование и количественная оценка аварийных сценариев, инициированных пожарами;
- определение доминирующих факторов риска с учетом неопределенности результатов ВАБ.

Эти задачи, являясь значительными по своему масштабу и объему анализа, а также комплексными и взаимосвязанными, требуют разработки подходов и методов анализа, позволяющих обеспечить полноту, достоверность и качество их выполнения, что, в свою очередь, обеспечивает состоятельность и корректность выводов и рекомендаций ВАБ, направленных на повышение уровня безопасности АС.

МАТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ ВАБ

Наличие нескольких разноплановых характеристик исследований по ВАБ АС затрудняет представление об объеме анализа и спектре получаемых оценок. Для большей наглядности классификацию ВАБ АС можно представить в виде 3-мерной диаграммы, так называемой матричной модели, иногда используемой в системотехнике [2], оси которой определяют основные характеристики ВАБ. Такая диаграмма представлена на рис. 1. Ось X определяет уровни ВАБ, ось Y – уровни мощности, а ось Z – типы исходных событий. Подобное представление классификации исследований по ВАБ АС обеспечивает определенное удобство и наглядность восприятия объема ВАБ и способствует пониманию сущности получаемых вероятностных оценок. Отдельные блоки матрицы представляют собой комплекс задач, например, ВАБ пожаров. Сечения матрицы в продольных плоскостях дают основу для получения интегральных оценок риска, а сечения в горизонтальной и поперечной плоскостях представляют базу для анализа полноты проведенных исследований ВАБ и полученных оценок.

Так, продольное сечение объемной диаграммы, приведенной на рис. 1, для значения $X=1$ (ВАБ уровня 1) будет представлять матрицу характеристик ВАБ первого уровня M_1 , где индекс i определяет уровни мощности, а индекс j – типы исходных событий:

$i=1$ - остановленный блок	$j=1$ – внутренние ИС
$i=2$ – пониженная мощность	$j=2$ – внутренние пожары
$i=3$ – номинальная мощность	$j=3$ – внутренние затопления
	$j=4$ – внешние ИС

Например, элемент m_{131} этой матрицы будет соотнесен с ВАБ первого уровня для режима работы блока на полной мощности для внутренних ИС.

Если с каждым элементом m_{lij} матрицы сечения будет связана количественная оценка частоты повреждения активной зоны реактора q_{lij} для соответствующего уровня мощности и типа ИС, то значение

$$Q_j = \sum_{i=1}^3 q_{lij} \quad (j = 1, 2, 3, 4)$$

представляет собой суммарную оценку частоты повреждения активной зоны реактора для всех уровней мощности работы блока АС для определенного вида ИС.

В свою очередь, значение

$$Q_j = \sum_{i=1}^4 q_{lij} \quad (i = 1, 2, 3)$$

является суммарной оценкой частоты повреждения активной зоны реактора для всех

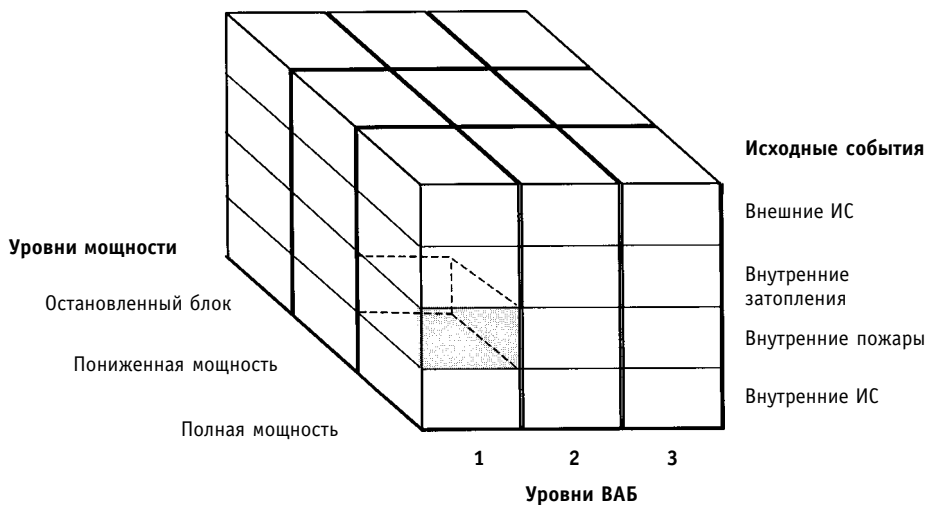


Рис. 1. Классификация исследований по ВАБ

типов ИС при работе блока на определенном уровне мощности. Суммарная оценка риска ВАБ уровня 1 (суммарный показатель частоты повреждения активной зоны реактора) может быть найдена как

$$Q_{ij} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 q_{lij}.$$

Аналогичные сечения объемной матрицы, представленной на рис. 1, для других уровней ВАБ и соотнесение матрицы характеристик с соответствующими оценками риска, дают спектр риска ВАБ уровней 2 и 3. На рис. 1 выделен блок задач ВАБ пожаров при работе реактора на полной мощности при проведении ВАБ первого уровня.

ОСОБЕННОСТИ ВАБ ПОЖАРОВ РОССИЙСКИХ АС

Опыт проведения полномасштабного ВАБ пожаров для российских АС [3] выявил ряд особенностей и ключевых моментов, на которые необходимо обратить внимание для успешного выполнения исследований.

1. *Определение пожарных зон.* В отличие от ситуации на АС в США и многих других западных странах, где определение пожарных зон требуется на стадии проекта или в составе документа, обосновывающего безопасность блока АС, для блоков российских АС нет аналогичных требований по выполнению пожарного зонирования. Отсутствие информации по предварительному разбиению площадей блока АС на пожарные зоны в России определяет *первостепенность* выполнения задачи зонирования [4].

2. *Учет связей между пожарными зонами.* Опыт выполнения ВАБ пожаров как в России, так и за рубежом показывает, что пожарные зоны могут быть связаны между собой через различные проектные связи (люки, негерметичные двери, вентиляционные короба) и непроектные неплотности в границах пожарных зон, которые могут являться путем распространения дыма и горячего газа. В частности, не все вентиляционные коробы (особенно на первых блоках второго поколения российских АС) оборудованы автоматически срабатывающими электроприводными отсечными клапанами и шиберными заслонками, поэтому изоляция пожарной зоны в случае пожара в ней может быть недостаточно эффективной. Для обеспечения полноты анализа

необходимо учитывать все возможные пути распространения продуктов горения (в первую очередь, горячего газа и дыма) и возможность повреждения оборудования в связанных пожарных зонах.

3. *Получение информации по расположению кабелей.* Для российских АЭС в целом характерно отсутствие каталогизированного перечня кабелей электропитания оборудования, который позволил бы идентифицировать все кабели, расположенные в интересующем помещении – пожарной зоне. Такая информация является ключевой для ВАБ пожаров. Объем ее достигает десятков тысяч записей, что диктует необходимость создания компьютеризированных баз данных по расположению кабелей работ по ВАБ пожаров. Работа по сбору информации по кабельному оснащению осложняется еще и тем, что в целях предотвращения распространения пожара по кабелям кабельные трассы на действующих российских АЭС в середине 90-х гг. были обработаны огнезащитным составом; при этом вместе с кабелями были залиты также и таблички, их идентифицирующие.

4. *Возможность ложного срабатывания управляющих схем* вследствие возгорания кабелей в шахтах, обусловленная конструкцией управляющих схем, может иметь большое значение и внести существенный вклад в суммарную оценку риска. В целом конструкция управляющих схем является специфической для различных российских блоков.

5. *Анализ частот пожаров.* Для анализа частот пожаров необходима информация о случаях пожаров/возгораний на блоках АЭС. Ситуация с наличием данной информации в России является сложной. В отличие, например, от США, где имеются обобщенные базы данных, аккумулировавшие информацию о случаях пожаров/возгораний на блоках АЭС [см., например, 5], в России подобных баз данных до настоящего времени не создано.

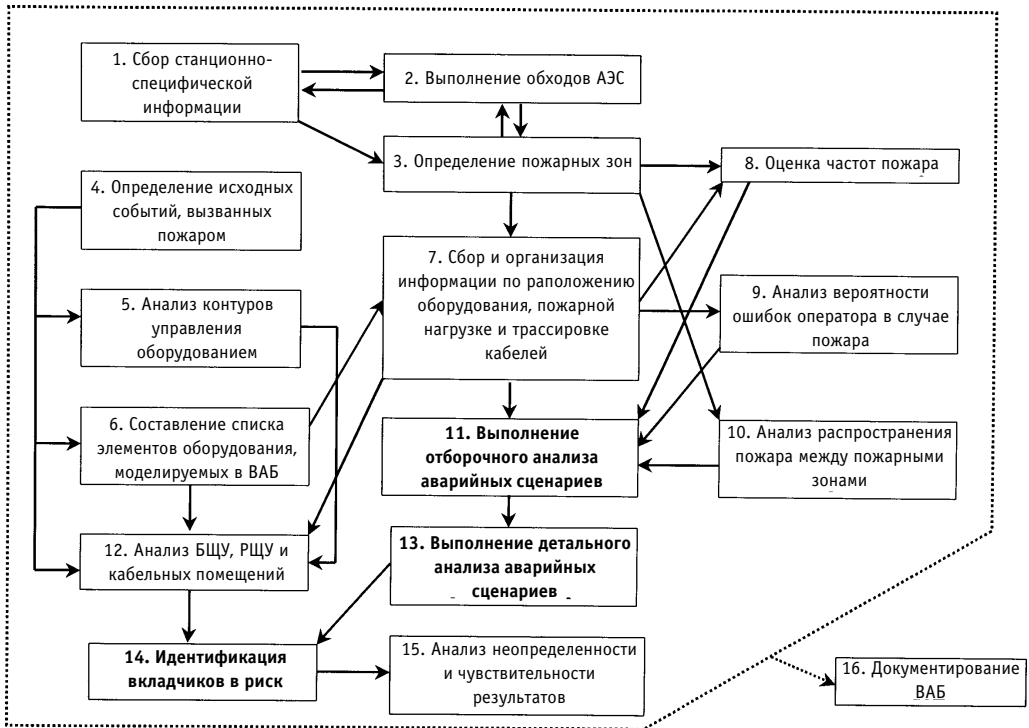


Рис. 2. Взаимосвязь задач ВАБ пожаров

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЗАДАЧ ВАБ ПОЖАРОВ

В целом все методологические разработки включают в себя такие разделы выполнения ВАБ пожаров как анализ возможности распространения пожара, учет ухудшения условий для действий персонала, анализ непараметрической неопределенности, однако подходы зачастую либо упрощаются с целью сокращения объема анализа, либо рекомендации даются в обобщенном виде без приведения детальной методики выполнения таких анализов.

Многие задачи ВАБ пожаров и процедуры анализа являются аналогичными ВАБ внутренних исходных событий. К ним относятся, например, оценка частот пожаров, определение возможных исходных событий и их группировка, разработка аварийных последовательностей, анализ надежности персонала, количественный анализ аварийных последовательностей, анализ неопределенности и чувствительности результатов. Вместе с тем имеется ряд особенностей выполнения ВАБ пожаров.

1. Объем информации, требуемой для выполнения ВАБ пожаров, может значительно превышать объем, требуемый для выполнения ВАБ уровня 1 внутренних ИС.

2. В отличие от ВАБ уровня 1 для внутренних ИС ВАБ пожаров во многом сосредоточен на анализе пространственных взаимосвязей и взаимного расположения оборудования в помещениях АЭС и возможности множественного повреждения элементов оборудования (из-за единичного пожара).

3. ВАБ пожаров рассматривает повреждение кабеля как одну из главных причин отказа оборудования в случае пожара.

4. Повреждение кабеля может вызвать исходное событие.

5. В случае пожара, в добавление к факторам, анализируемым в рамках ВАБ внутренних ИС, на оператора воздействуют дополнительные факторы, которые могут привести к увеличению вероятности ошибки при выполнении персоналом действий по ликвидации аварии.

Эти особенности ВАБ пожаров обуславливают специфический состав его задач, который отличается от состава задач ВАБ внутренних исходных событий. На рис. 2 показана схематическая взаимосвязь задач ВАБ.

Первой интегрирующей задачей ВАБ пожаров является задача 11 «Выполнение отборочного анализа аварийных сценариев», второй – задача 14 «Идентификация вкладчиков в риск».

Остановимся только на этих задачах. Цель решения задачи 11 отборочного анализа – произвести отсев сценариев пожара, которые при использовании консервативных методов и предположений анализа могут быть оценены как малозначимые. Для выполнения задачи разрабатываются аварийные сценарии отборочного анализа. Чтобы обеспечить консерватизм рассмотрения, предполагается, что, с возникновением пожара в каждой пожарной зоне повреждаются все электроприводное оборудование и кабели, попавшие в зону распространения горячего газа, а также электронное оборудование, попавшее в зону распространения дыма. При этом считаются возможными все ложные срабатывания электроприводного оборудования, приводящие к исходным событиям, а вероятности ошибок персонала оцениваются в предположении наихудшего влияния факторов пожара. Для всех разработанных сценариев оцениваются показатели условной вероятности и частоты повреждения активной зоны реактора. Оценка производится путем выполнения расчетов с использованием программных кодов ВАБ (SAPHIRE, RISKSPECTRUM и др.) и компьютерной модели ВАБ для внутренних ИС. Полученные показатели сравниваются с пороговыми критериями (определенными или как процент от общей частоты повреждения активной зоны, или как абсолютное значение). Сценарии исключаются из рассмотрения, если оцененная частота повреждения активной зоны меньше порогового критерия.

Что касается задачи 14, то ее цель – подготовка выводов о значительных вкладчиках в оцененный риск и причинах, обуславливающих этот вклад. В рамках этой задачи определяется также суммарный оцененный риск. Анализ проводится как для отдельных аварийных сценариев, так и для различных типов помещений АС.

Наличие двух ключевых задач, в рамках которых производится интеграция результатов других задач ВАБ пожаров, является важным моментом выполнения исследований. Однако многие задачи ВАБ пожаров могут выполняться одновременно (или с частичным пересечением), что необходимо иметь в виду при организации выполнения ВАБ пожаров и составлении плана-графика работ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ отличия содержания исследований по ВАБ пожаров от ВАБ внутренних ИС позволяет провести систематизацию полного перечня задач ВАБ пожаров, раскрыть цели их выполнения и определить их основное содержание с учетом специфики российских АС. Описание взаимосвязи и последовательности выполнения задач имеет большое значение для эффективной организации и успешного выполнения ВАБ пожаров. Данный подход был реализован при проведении полномасштабного ВАБ пожаров НВАЭС [4].

Литература

1. Treatment of Internal Fires in Probabilistic Safety Assessment for Nuclear Power Plants// International Atomic Energy Agency/ Safety Series. – 1998. - №10.
2. Волик Б.Г., Буянов Б.Б., Лубков Н.В. и др. Методы анализа и синтеза структур управляющих систем. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 296 с.
3. Анализ влияния пожаров и их последствий на безопасный останов реакторной установки ВВЭР-1000 (В-320). -М.: Росэнергоатом. – 1998.
4. Кузьмина И.Б., Любарский А.В., Носков Д.Е., Гордон Б.Г., Розин В.Н. Методологические аспекты и результаты ВАБ пожаров пятого блока Нововоронежской АС// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2001. - №1. – С.25-30.
5. International Atomic Energy Agency, "Component Reliability Data for Use in Probabilistic Safety Assessment"//IAEA-TECDOC-478, Vienna, Austria, June 1988.

Поступила в редакцию 11.03.2002

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБОКО ПОДКРИТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕД МЕТОДОМ РОССИ-АЛЬФА

В.В. Дулин, И.П. Матвеевко

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

Р

Реализован метод получения пространственных поправок при измерении глубокоподкритических состояний методом росси- α . Для этого используется решение сопряженного по отношению к скорости счета детектора неоднородного уравнения.

Проведен эксперимент по определению величины глубоко подкритичности размножающей системы (блок из 3 килограммов ^{239}Pu (95%)). Разработана новая установка для регистрации росси- α -распределений, использующая сцинтилляционные детекторы быстрых нейтронов. Это позволило существенно улучшить точность измерений.

Результаты измерений проанализированы с использованием этого нового метода и традиционного метода расчета пространственных поправок, использующих решение условнокритического уравнения.

Рассмотрим метод росси- α в его широко распространенном варианте. Пусть имеется временной анализатор (ВА) и два детектора с одинаковой эффективностью регистрации нейтронов ε . Импульсы одного из детекторов подаются на стартовый вход ВА, а другого - на счетный.

Тогда, как известно, если во временном интервале $(t_0, t_0 + dt_0)$ произошло одно деление и вылетело v_p мгновенных нейтронов, то скорости счета детектором первого нейтрона в $(t_1, t_1 + dt_1)$ и второго нейтрона в $(t_2, t_2 + dt_2)$ (от того же деления) соответственно будут

$$\varepsilon \left\langle \varphi_1 + \frac{v_p}{\ell'} \right\rangle e^{-\alpha_0(t_1-t_0)} dt_1 \text{ и } \varepsilon \left\langle \varphi_2 + \frac{(v_p-1)}{\ell'} \right\rangle e^{-\alpha_0(t_2-t_0)} dt_2. \quad (1)$$

$\langle \rangle$ - символ интегрирования по энергии и всем пространственным переменным x). Обычно такие измерения проводятся вблизи критических состояний, так что здесь $\varphi^+(x)$ - ценность нейтронов, являющаяся решением сопряженного (по отношению к асимптотической мощности) однородного условно-критического уравнения [1]. Знание ценности позволяет вычислить поправки, учитывающие конкретную конфигурацию размножающих сред (общеизвестный пространственный дайвен-фактор).

В [2] было предложено проводить росси- α -измерения с использованием источника Cf-252 с известной интенсивностью делений, что дает возможность определения эффективного коэффициента размножения нейтронов и для глубоко подкритических состояний. По мере удаления от критического состояния все большую роль приобретает кон-

кретное положение детекторов и в качестве величин $\varphi^+(x)$ в (1) уже нельзя использовать решение сопряженного однородного условно-критического уравнения.

Согласно [3] в выражении (1) следует использовать $\varphi^+(x)$ - ценность регистрируемых детекторами нейтронов, являющуюся решением сопряженного (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородного уравнения

$$\hat{F}^+ \chi \varphi^+ - \hat{L}^+ \varphi^+ + \sigma(\vec{r}, E) = 0 ; \sigma(\vec{r}, E) = \begin{cases} \sigma_d(E), \vec{r} \in W, \\ 0 \end{cases} \quad (2)$$

$\sigma(\vec{r}, E)$ - сечение регистрации нейтронов детектором, расположенным в области W . Здесь и далее использованы обозначения из [3].

Если детекторы расположены одинаково по отношению к источнику делений, то $\varphi_1^+(x) = \varphi_2^+(x) = \varphi^+(x)$.

Определение величин α_0 и ℓ' , близкое к традиционным [1], приведено в [3].

Рассмотрим два случая.

1. Если $q_\alpha(x)$ - статистический источник нейтронов типа реакции (α, n) помещен в размножающую среду, то стационарный поток мгновенных нейтронов $\varphi(x)$ описывается неоднородным уравнением

$$(1 - \beta) \chi_p \hat{F} \varphi - \hat{L} \varphi + q_\alpha(x) = 0, \quad (3)$$

а скорость счета детектора мгновенных нейтронов

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ ((1 - \beta_{eff}) v \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle, \quad (4)$$

где $v \Sigma_f \varphi(x)$ - скорость делений ядер среды, а $\langle \rangle$ - как и выше, символ интегрирования по всем переменным.

Как известно, временное россии- α -распределение $R(t)$ вторых отсчетов (при условии, что в момент $t=0$ произошел первый, послуживший стартом ВА) имеет вид

$$R(t) dt = C dt + \frac{1}{C} P_{кор}(t) dt, \quad (5)$$

$$P_{кор}(t) = \frac{\varepsilon^2}{2\alpha_0 \ell'^2} \langle [v_p (v_p - 1) \Sigma_f \varphi] (\varphi^+)^2 \rangle e^{-\alpha_0 t} \quad (t \geq 0) \quad (6)$$

$(v_p = v(1 - \beta_{eff})$ - количество мгновенных нейтронов на 1 деление).

Измерив $R(t)$ и найдя S - интеграл от коррелированной части распределения для $t > 0$ и $N = C \Delta t$ - интеграл в интервале Δt в области, не зависящей от времени части распределения (область постоянного фона), получим после стандартных преобразований (см. например, [2,3])

$$\frac{N}{2S \Delta t} = \frac{(1 - k'_{op})^2 C^2}{\varepsilon^2 \langle [v_p (v_p - 1) \Sigma_f \varphi] (\varphi^+)^2 \rangle}. \quad (7)$$

Здесь в качестве величины α_0 взята постоянная спада плотности мгновенных нейтронов для данного случая [3]

$$\alpha_0 = -\frac{1}{\ell'} (1 - k'_{op}), \quad (8)$$

$$k'_{op} = k'_0 (1 - \beta_{eff}), \quad (9)$$

и величина

$$k'_0 = \frac{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{(1 - \beta_{eff}) \langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle} \quad (10)$$

не совпадает с величиной эффективного коэффициента размножения мгновенных нейтронов для среды с источником

$$k_0 = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{(1 - \beta_{eff}) \langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi_k^+ q_\alpha \rangle}, \quad (11)$$

поскольку ценность регистрируемых детектором (2) нейтронов $\varphi^+(x)$ не совпадает с решением условно-критического уравнения для сопряженной функции $\varphi_k^+(x)$ [3].

Используя (9),(10), представив (4) в виде

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ ((1 - \beta_{eff}) \nu \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle = \frac{\varepsilon \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle}{1 - k'_{0p}} \quad (12)$$

и, заменив в числителе (7) один из множителей C на его выражение (4), а другой – на (12), получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{0p}) \langle \varphi^+ (\nu_p \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle}{\langle [\nu_p (\nu_p - 1) \cdot \Sigma_f \varphi \varphi^+] \rangle}. \quad (13)$$

Поделим и умножим (13) на ν_p^2 и на $\langle q_\alpha \rangle$ и, используя обычное определение изотопного дайвен-фактора для делящихся ядер среды $D_i = \overline{\nu_p (\nu_p - 1)} / \overline{\nu_p^2}$, получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{0p}) \langle \varphi^+ \left(\Sigma_f \varphi + \frac{q}{\nu_p} \right) \rangle \langle \varphi^+ \frac{q}{\nu_p} \rangle \langle \frac{q_\alpha}{\nu_p} \rangle}{\langle \Sigma_f \varphi (\varphi^+)^2 \rangle D_i}. \quad (14)$$

Назовем пространственным дайвен-фактором для данного случая размножающей среды с источником величину D_{Sq} :

$$D_{Sq} = \frac{\langle \frac{q_\alpha}{\nu_p} \rangle \langle \Sigma_f \varphi \varphi^{+2} \rangle}{\langle \varphi^+ (\Sigma_f \varphi + \frac{q_\alpha}{\nu_p}) \rangle \langle \frac{q_\alpha \varphi^+}{\nu_p} \rangle}, \quad (15)$$

тогда из (14) и (15) получаем

$$\frac{D_i D_{Sq} N}{2S\Delta t} = \langle \frac{q_\alpha}{\nu_p} \rangle (1 - k'_{0p}). \quad (16)$$

Таким образом, из росси- α -измерений и дополнительных вычислений величин D_{Sq} можно определить величину k_{0p}' . Вводя расчетную поправку на отличие k_{0p}' от k - эффективного коэффициента размножения нейтронов (решая условно-критическое уравнение для потока всех нейтронов или, что то же самое, находя решение уравнения (17)

$$\chi \hat{F} \varphi - \hat{L} \varphi + q_\alpha(x) = 0 \quad (17)$$

и соответствующего условно-критического уравнения для сопряженного потока φ_k^+ и вычисляя

$$k = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi_k^+ q_\alpha \rangle}, \text{ получим расчетную поправку } (k - k_{0p}')_{расч}, \text{ добавка кото-}$$

рой к полученной из (16) величине $(k_{0p}')_{\text{эксп}}$ позволяет получить адекватную расчету величину k .

Этот случай соответствует размножающей среде с небольшим количеством источников спонтанных делений (например, содержащей высокообогащенный уран). На практике обычно встречаются среды с заметным таким источником.

Если $v_S Q_S(x)$ - источник нейтронов от спонтанных делений, то тогда некоррелированная составляющая $R(t)$ в (5) будет определяться через

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ (v_p \Sigma_f \varphi + v_S Q_S) \rangle. \quad (18)$$

Величину $P_{\text{коп}}(t)$ запишем в виде (это возможно при равных эффективностях ε [4])

$$P_{\text{коп}}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = \frac{\varepsilon^2}{2\alpha_0 \ell^2} \left[v_p (v_p - 1) \cdot \Sigma_f \varphi + v_{Sp} (v_{Sp} - 1) \cdot Q_S \right] \langle \varphi^+ \rangle^2 e^{\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2. \quad (19)$$

Проведя аналогичные преобразования, вместо (13) получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{0p})^2 \langle (v_p \Sigma_f \varphi + v_S Q_S) \varphi^+ \rangle^2}{(1 - \beta)^2 \langle [v_p (v_p - 1) \cdot \Sigma_f \varphi + v_{Sp} (v_{Sp} - 1) Q_S] \langle \varphi^+ \rangle^2 \rangle}. \quad (20)$$

В данном случае возможны дальнейшие преобразования выражения (15), аналогичные (14) и (15). Однако удобнее, как будет видно позднее, выносить за скобки не v_p , а v_S .

Вынося из числителя $v_{Sp} \overline{v_{Sp}(v_{Sp} - 1)}$ из знаменателя и обозначив

$$\eta = v_p / v_{Sp}; \quad \theta = \overline{v_p(v_p - 1)} / \overline{v_{Sp}(v_{Sp} - 1)}; \quad D_{is} = \overline{v_{Sp}(v_{Sp} - 1)} / \overline{v_{Sp}^2} \quad (21)$$

(D_{is} - изотопный дайвен-фактор для спонтанных делений); переписав (12) в виде

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ (v_p \hat{F} \varphi + v_S Q_S) \rangle = \varepsilon v_S \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) \varphi^+ \rangle = \frac{\varepsilon v_S \langle \varphi^+ Q_S \rangle}{1 - k'_{0p}} \quad (22)$$

и разделив и умножив правую часть (20) на полную интенсивность делений спонтанного источника $\langle Q_S \rangle$, получим аналог пространственного дайвен-фактора для реактора со спонтанным источником и реальным детектором:

$$D_{qs} = \frac{\langle Q_S \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) (\varphi^+)^2 \rangle}{\langle Q_S \varphi^+ \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) \varphi^+ \rangle}; \quad (23)$$

из (20) аналогично (16) получим:

$$E_S = \frac{D_{is} D_{qs} N}{2S \Delta t} \Big|_{Sp} = \langle Q_S \rangle (1 - k'_{0p}). \quad (24)$$

Зная величины $\langle Q_S \rangle$ и Δt , используя параметры измеренного Росси- α -распределения N, S и рассчитывая D_{qs} , получим $1 - k'_{0p}$ и, аналогично выше сказанному, в итоге k .

Такая (23) форма записи D_{qs} допускает предельный переход к неразмножающей среде ($\Sigma_f = 0, k = 0$), т.е. к определению абсолютной интенсивности протяженного источника спонтанных делений (размеры которого сравнимы с размерами детектора) [4]. Для «точечного» источника $D_{qs} = 1$ [6].

Если величина $\langle Q_S \rangle$ неизвестна, то можно использовать дополнительный источник Cf - 252 с известной интенсивностью делений Q_{Cf} . Тогда, добавив к $v_S Q_S$ нейтроны источника Cf - 252, из (18) получим

$$\langle \varphi^+ (vF\varphi + v_S Q_S + v_{Cf} Q_{Cf}) \rangle = \frac{\langle \varphi^+ (v_S Q_S + v_{Cf} Q_{Cf}) \rangle}{1 - k'_{0p}}.$$

Проводим преобразования, аналогичные (21)-(24), с учетом для источника Cf:

$$\eta_C = v_{pCf} / v_{sp}; \quad \theta_C = \sqrt{v_{pCf}(v_{pCf} - 1)} / \sqrt{v_{sp}(v_{sp} - 1)}, \text{ тогда}$$

$$D_{qSC} = \frac{\langle \eta_C Q_{Cf} + Q_S \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + \theta_C Q_{Cf} + Q_S) (\varphi^+)^2 \rangle}{\langle (\eta_C Q_{Cf} + Q_S) \varphi^+ \rangle \langle (\eta \Sigma_f \varphi + \eta_C Q_{Cf} + Q_S) \varphi^+ \rangle}, \quad (25)$$

$$E_{SC} = \frac{D_{iS} D_{qSC} N}{2S\Delta t} \Big|_{Sp+Cf} = (\eta_C Q_{Cf} + \langle Q_S \rangle) (1 - k'_{0p}), \quad (26)$$

$$E_{SC} - E_S = \eta_C Q_{Cf} (1 - k'_{0p}). \quad (27)$$

Отсюда следует, что хотя в знании интенсивности $\langle Q_S \rangle$ нет необходимости, тем не менее, знать, что такое спонтанно делящийся изотоп в среде и каково его пространственное распределение, необходимо. Правда, для всех четно-четных делящихся изотопов величины v_S и D_{iS} почти одинаковы.

Представляло интерес проверить вышеприведенные результаты определением величины подкритичности слаборазмножающих систем. В качестве такой системы были взят плутониевый блок, набранный из плутониевых таблеток БФС. Подробное описание условий проведенных измерений и их результаты содержатся в работе [5]. Здесь же ограничимся кратким изложением.

Плутониевый блок состоял из трех алюминиевых цилиндрических контейнеров (рис. 1), в которых помещалось по 20 таблеток весом 52,8 грамма каждая с содержанием изотопа ^{239}Pu 95%. Таблетки были в стальной оболочке весом 12,4 г (см. рис. 2).

Три контейнера с плутонием устанавливались в гексагональной геометрии с шагом 52 мм (рис. 4), в зазоре между ними мог помещаться Cf-источник (длина = 14 мм.).

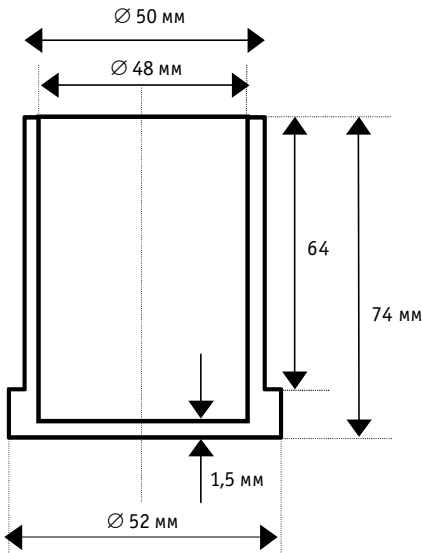


Рис.1. Контейнер

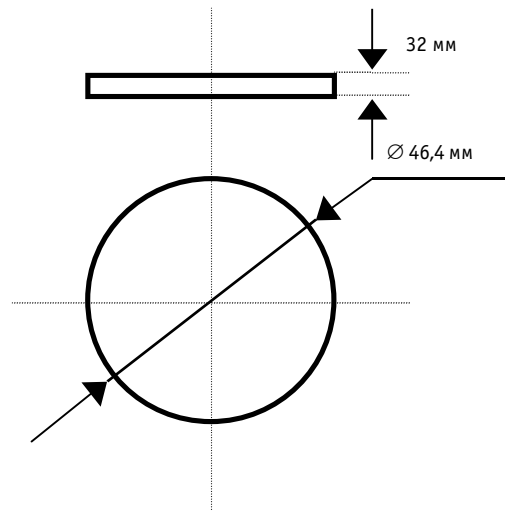


Рис. 2. Pu-таблетка в стальной оболочке

Обычно для росс- α -измерений детекторами нейтронов служат счетчики с бором или гелием-3. Для регистрации быстрых нейтронов (практически со спектром деления) в этих измерениях была создана новая измерительная установка [5]. В ней используются сцинтилляционные детекторы на основе органических кристаллов стильбена с дискриминацией импульсов от комптоновских электронов отдачи по времени высвечивания. Такие детекторы имеют порог регистрации нейтронов около 0.8 МэВ и не регистрируют запаздывающие нейтроны. «Ширина» коррелированной части временного росс- α -распределения при этом определяется временным разрешением такого дискриминатора (временем, необходимым для различения импульсов от комптоновских электронов отдачи и от протонов отдачи), а не временем спада нейтронной плотности ($1/\alpha_0$, см. (1), которое для этих систем около 10 наносекунд). Эта «ширина» близка к одной микросекунде.

Блок-схема временного анализа содержит три канала детектирования (№ 1, №2, №3) с сцинтилляторами размерами 20*60, 30*60, 60*60 мм (высота*диаметр) соответственно и систему отбора и регистрации событий. Такие размеры обеспечивали вероятность регистрации попадавших на сцинтилляторы нейтронов 30 – 50%.

Отсчеты по каналам № 1 и № 2 суммируются и служат стартовым сигналом ВА, а с канала № 3 импульсы подаются с задержкой 3 микросекунды на счетный вход. При этом скорости счета стартовых и счетных импульсов близки.

Из-за малого времени спада нейтронной плотности вся коррелированная часть распределения (а не только часть для $t \geq 0$ (см. (6)) попадала в область временного разрешения и полностью регистрировалась через 3 микросекунды от старта (см. например [3, 7]. Поэтому в формулах (19) и (21) следует опустить множитель 2 в знаменателе левой части. Как известно, этот множитель в знаменателе возникает при условии, что регистрация второго нейтрона происходит позднее старта (для $t \geq 0$, см. (1)).

Расположение детекторов друг относительно друга показано на рис.3. Каждый из детекторов был закрыт слоем свинца толщиной 40 мм. Расстояние от края свинца каждого из детекторов до точки, в которую помещался изучаемый плутониевый блок (S_0), составляло 205 мм. Детектор N3 мог находиться под различными углами относительно оси симметрии детекторов №1 и №2, расположенных друг против друга. В этих измерениях он находился под углом 120° относительно оси 0-0'

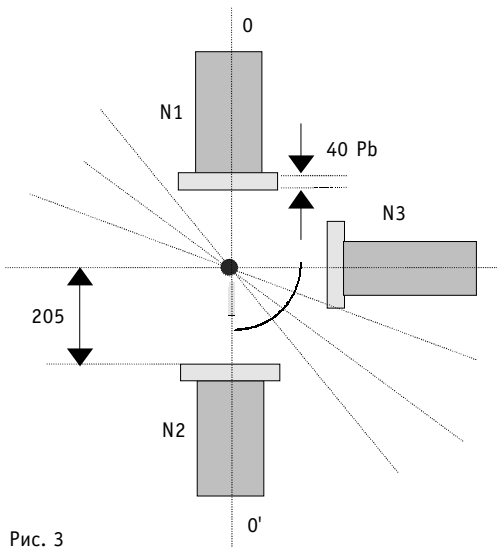


Рис. 3

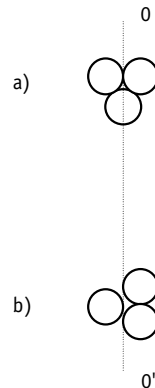


Рис. 4

Таблица 1

Результаты измерений росси-α

	$(N/S\Delta t) \cdot 10^{-4}$	$Q_f \cdot 10^{-4}$ измеренное*	$Q_f \cdot 10^{-4}$ паспорт**
Cf 27-30.07.99г.	12.34 ± 0.11	10.49 ± 0.10	10.52 ± 0.18
90° Pu блок	4.14 ± 0.05		6.92 ± 0.05
0°	4.04 ± 0.04		
Cf 27.08.99- 01.09.99	12.22 ± 0.21	10.39 ± 0.18	10.29 ± 0.18
90° Pu блок + Cf	11.18 ± 0.12		$10.29 + 6.92$
0°	11.74 ± 0.10		$=17.21 \pm 0.34$
Cf 09.09.99 –15.09.99	11.93 ± 0.09	10.14 ± 0.08	10.24 ± 0.18
90° Pb блок + Cf	11.63 ± 0.08	9.88 ± 0.08	10.24 ± 0.18
0°	12.07 ± 0.21	10.26 ± 0.18	

* - статистическая погрешность. Погрешность дайвен- фактора Cf-252 » 1%

** - погрешность полная

(рис.3) Блок из трех цилиндров находился в положении а) - 0° и б) - 90° относительно оси 0-0' (рис. 4).

Во втором столбце табл. 1 представлены результаты измерений параметров росси-α $N/S\Delta t$. В третьем столбце - измеренная интенсивность делений, полученная умножением результатов второго столбца на изотопный дайвен- фактор Cf-252 $D_i = 0.85$.

Действительно, для точечного источника и неразмножающей ($S_f = 0, 1 - \tilde{k} = 1$) среды фактор $D_{qS} = 1$, выражение (24) преобразуется в

$$Q_{cf} = \frac{D_{cf} N}{S \Delta t} \tag{28}$$

и абсолютная интенсивность делений точечного источника Cf - 252 определялась согласно (28).

В четвертом столбце приведены паспортные значения интенсивности деления источника (Q_f), на день измерений для Cf и спонтанных делений Pu-240, в дел/с. Повторные измерения интенсивности деления источника Cf (2, 4 и 6 строки таблицы) демонстрируют воспроизводимость результатов измерений.

В последней строке таблицы приведены результаты измерений Cf в свинцовом блоке. Свинцовый блок представлял собой композицию из тех же трех цилиндров, в которых таблетки плутония заменены на таблетки свинца. Целью этого эксперимента было определение влияния неупругого рассеяния (сечения неупругого рассеяния плутония и свинца близки) в отсутствие размножения, т.к. используемая в измерении техника ранее никогда для подобных целей не применялась.

Как видно из результатов таблицы, величины Q для Cf и для Cf в свинцовом блоке одинаковы в пределах погрешности.

Здесь и далее (кроме погрешности в паспортах для Cf и Pu) указана средняя ошибка отдельного измерения (корень квадратный из суммы квадратов отклонений от среднего, деленное на число измерений). Как видно, эта ошибка близка к статистической, поскольку при определении величины $N/S\Delta t$ «площадь» S обычно была близка к 10000, а погрешность определении N была меньше 0.5%. Отметим большую разницу в результатах измерений $N/S\Delta t$ для блоков с Cf (строка 5 табл. 1), чем для Pu блока без него (строка 3 табл. 1). К тому же у нее другой знак, что связано, по-

видимому, с различием в вероятности выхода нейтронов источника Cf в направлении детекторов.

Анализ измерений проводился нами путем решения в интегрально-транспортном приближении уравнения (3) для потока нейтронов $\phi(x)$, сопряженного уравнения (2) и соответствующего условно-критического уравнения для сферической модели [5]. Радиус такого сферизованного блока (шара) выбирался из условия равных объемов. При вычислении объема блока внешняя граница проводилась по огибающей (невогнутой) плутониевых таблеток. Расчеты проводились для шара с таким радиусом, равным 4.54 см.

Для вычисления D_{qS} (18) и D_{qSC} (20) использовались величины из табл. 2.

Таблица 2

	Спонтанное деление ^{240}Pu	Деление ^{239}Pu	Спонтанное деление ^{252}Cf
ν	2.15	3.13 ($\eta = 1.46$)	3.75 ($\eta_c = 1.74$)
ν^2	4.62	9.8	14.06
Изотопные факторы D	.817	.816	.85
$\nu(\nu-1)$	3.78	8.0 ($\theta=2.12$)	11.95 ($\theta_c=3.16$)

В табл. 3 приведены результаты вычислений D_{qS} и D_{qSC} с использованием ϕ^+ и ϕ^+_k .

Таблица 3

Результаты расчетов для R=4.54 см

Усреднение по:	ϕ^+	ϕ^+_k
D_{qS} (Spont)	1.285 ($k'_0 = 0.434$)	1.372 ($k = 0.440$)
D_{qSC} (Spont + Cf)	1.532 ($k'_0 = 0.465$)	1.567 ($k = 0.440$)

В скобках приведены величины k'_0 (9) и k . Значения k не зависят от вида источника нейтронов и совпадают с полученным при нахождении ϕ^+_k собственным значениям условно-критического уравнения.

Расчеты методом Монте-Карло реального блока, проведенные Ю.А. Кураченко, и В.В. Колесовым дали величину $k = 0.422$.

В табл. 4 приведены результаты для $1-k'_{op}$ и $1-k_{op}$, полученные согласно (24) и (27) из данных табл. 1 и 3.

Таблица 4

Источники	Углы	ϕ^+			ϕ^+_k	
		$1-k'_{op}$	k'_{op}	$k_{exp}(\phi^+)$	$1-k_{op}$	$k_{exp}(\phi^+_k)$
Q_{SP}	90^0	0.613	0.387	$0.397 \pm .004$	0.654	$0.346 \pm .004$
	0^0	0.628	0.372	$0.382 \pm .004$	0.671	$0.329 \pm .004$
$Q_{SP}+Q_{Cf}$	90^0	0.543	0.457	$0.436 \pm .007$	0.545	$0.455 \pm .007$
	0^0	0.577	0.423	$0.402 \pm .007$	0.579	$0.421 \pm .007$

Данные 3-го столбца получены с использованием D_{qS} и D_{qSC} второго столбца таблицы 3, а 6-го – третьего столбца.

В последнем столбце приведены экспериментальные величины эффективного коэффициента размножения $k_{exp}(\phi^+)$ с использованием традиционного усреднения по ϕ^+_k .

В 5 столбце – результаты вычисления поправки на отличие расчетных величин k' и k (см. табл. 3). Для получения экспериментальных величин $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ использовалось соотношение

$$k_{\text{exp}}(\varphi^+) = k'_{0p\text{exp}} + (k(\varphi_k^+) - k'_{0p}(\varphi^+))_{\text{calc}}$$

согласно упомянутому ранее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечно, анализ измерений, проведенный нами в сферической модели, является очень грубым. На это, в первую очередь, указывает на различие в результатах изменений $N/S\Delta t$ под разными углами, что говорит о значительной азимутальной асимметрии. Она более заметна в измерении блока с Cf и проявляется также в опытах со свинцом (последняя строка табл. 1). Соответственно больше и разброс в $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ и в $k_{\text{exp}}(\varphi_k^+)$.

Тем не менее, представляло интерес сравнить среднее значение (и его разброс) экспериментально определенных коэффициентов размножения. Для данных табл. 4 оно оказалось

$$k_{\text{exp}}(\varphi^+) = 0.40 \pm 0.02,$$

$$k_{\text{exp}}(\varphi_k^+) = 0.39 \pm 0.05.$$

Меньший разброс для $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ указывает, по-видимому, на более корректный учет особенностей эксперимента при использовании решения сопряженного (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородного уравнения (2) и на большую пригодность такого подхода для анализа по сравнению с традиционным.

Имеется два пути получения более определенных заключений:

- проведение Монте-Карло анализа всего эксперимента (с решением уравнений (2) и т.д.);
- проведение измерений с этой установкой для более простой геометрии (например, цилиндрической). Такие измерения планируется провести с сухой решеткой стенда МАТР.

Литература

1. *Tsutomu Iijima* On the background counts in the Rossi – alfa experiment. *Nukleonik*, Band 11, Heft 3, 1968. - P. 157.
2. Дулин В.А., Дулин В.В. Измерения подкритических состояний размножающих сред // Атомная энергия. – 1999. - Т. 86. - Вып. 2. - С. 99-103.
3. Дулин В.А. Об определении эффективного коэффициента размножения нейтронов методами импульсного статистического источника // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – №1. - С. .
4. Дулин В.В. К вопросу об определении абсолютной интенсивности источников методом совпадений. Ядерная энергетика, Обнинск, (в печати).
5. Дулин В.В., Матвеев И.П., Кулабухов Ю.С., Ткачук Н.Н. Об одной возможности контроля плутониевых изделий в контейнерах: Препринт ФЭИ – 2827, 1999.
6. Дулин В.А., Михайлов Г.М. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов методом α – росси // Атомная энергия. – 1995. - Т. 78. - Вып. 3. - С. 151-155.
7. Дулин В.А., Дулин В.В. Измерения подкритических состояний размножающих сред импульсными статистическими методами: Избранные труды ФЭИ - 2000. Ч. 1. Обнинск, 2001. - С. 30-34.

Поступила в редакцию 11.10.2001

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГКОВОДНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА СО СВЕРХДЛИННОЙ КАМПАНИЕЙ ТОРИЕВОГО ТОПЛИВА*

Г.Г. Куликов*, А.Н. Шмелев*, Э.Ф. Крючков*, Г.В. Тихомиров*,
М.Ю. Терновых*, В.А. Апсэ*, М.Саито**, В.В. Артисюк**

* *Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет), г. Москва*

** *Токийский институт технологии*



Анализируются физические характеристики легководного реактора с (Th-Pa-U)-топливом. Показано, что введение в состав топлива нуклида ^{231}Pa открывает принципиальную возможность достижения сверхдлинных кампаний за счет стабилизации размножающих свойств топлива в процессе облучения.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что весьма привлекательной является идея разработки такого энергетического реактора, который не требовал бы перегрузок топлива в течение всего срока службы (реактор типа “черный ящик”)¹. Однако на этом пути имеется немало трудностей.

Вообще говоря, длительность кампании реактора можно увеличить, снижая энергонапряженность топлива (действительно, ведь самой длинной кампанией характеризуется неработающий реактор). Снижение энергонапряженности является также фактором, улучшающим безопасность эксплуатации реактора. Однако это может сопровождаться ростом капиталовложений. Тем не менее, многие современные проекты корпусных легководных реакторов характеризуются пониженной плотностью энерговыделения, оставаясь в то же время конкурентоспособными. Так, например, проект реактора повышенной безопасности ВПБЭР-600 характеризуется средней энергонапряженностью активной зоны 69.4 МВт/м^3 [1], в то время как для реактора ВВЭР-1000 эта величина составляет $\sim 110 \text{ МВт/м}^3$.

Практически “беспроигрышным” фактором, ведущим к удлинению кампании, является повышение энерговыработки топлива, т.е. его более глубокое выгорание. Как известно, выгорание топлива ограничивается либо исчерпанием запаса реактивности, либо нарушением целостности твэлов. В современных легководных реакторах выгорание топлива ограничивается, главным образом, запасом реактивности и составляет 4-6% т.а. В быстрых реакторах за счет хороших показате-

¹ Здесь не имеются в виду реакторы специального назначения или реакторы - автономные источники энергии для удаленных мелких потребителей.

лей воспроизводства топлива достигнутое выгорание составляет 10-15% т.а., а в опытных твэлах с оксидным топливом реактора БОР-60 оно достигло ~32% т.а. [2] без нарушения целостности оболочки. Следовательно, имеются веские предпосылки к тому, что использование в легководных реакторах твэлов, аналогичных применяемым в быстрых реакторах, позволило бы удлинить кампанию топлива в несколько раз. В этом случае главным задачей становится формирование нуклидного состава топлива, при котором размножающие свойства сохранялись бы на высоком уровне при глубоких и сверхглубоких выгораниях.

Ниже рассматривается топливо на основе смеси нуклидов ^{232}Th - ^{231}Pa - ^{233}U и демонстрируется возможность стабилизации размножающих свойств легководных решеток с таким топливом при глубоких выгораниях. Для случаев, когда стабилизация размножающих свойств сохраняется при выгораниях, близких к экспериментально достигнутому в твэлах быстрых реакторов (20-30% т.а. [2]), обсуждается применимость технологии типа DUPIC (Direct Use of Spent PWR Fuel in CANDU) для регенерации твэлов и продолжения облучения топлива.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ И ПРИНЯТЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В расчетах использовался программный комплекс SCALE-4.3 [3], предназначенный для лицензионных расчетов легководных реакторов. С помощью управляющего модуля SAS2H этого комплекса рассчитывались одномерная бесконечная решетка твэлов и состав топлива в процессе облучения. Транспортный расчет ячейки выполнялся в S_8 -приближении с числом внутренних итераций, обеспечивающих оценку K_∞ с точностью 10^{-5} . Пересчет состава топлива осуществлялся через каждые 4 года, что позволило оценивать K_∞ с точностью 10^{-4} . При выгорании учитывались 43 продукта деления, влияние которых на реактивность было наибольшим. Расчеты проводились в 44-групповом приближении. Для этого использовался файл ядерных данных ENDF/B-IV с программой подготовки констант AMPX [4], причем число вторичных нейтронов, образующихся при делении ^{232}U , было скорректировано в соответствии с рекомендацией [5].

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ГЛУБОКОГО ВЫГОРАНИЯ ТОПЛИВА

В данной работе рассматривается решетка легководного реактора типа ВВЭР-1000 с глубоким (~30% т.а.) и сверхглубоким (~80% т.а.) выгоранием топлива. Для достижения такого выгорания необходимо решить ряд задач, среди которых задача наработки специального топлива, анализ характеристик безопасности и работоспособности твэлов при глубоком выгорании. Эти вопросы будут предметом рассмотрения.

В свежем топливе действующих в настоящее время энергетических реакторов всегда содержатся делящийся нуклид и сырьевой. В дальнейшем при выгорании нуклиды с ярко выраженными размножающими (например, ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) и с преимущественно поглощающими (^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu) свойствами чередуются. Это значит, что если хорошо делящийся нуклид не претерпит деление, то в результате радиационного захвата нейтрона он превратится в преимущественно поглощающий нуклид. Последнее приводит к ухудшению нейтронного баланса, снижению реактивности реактора и, как следствие, к уменьшению выгорания топлива. Для радикального изменения этой ситуации необходимо, чтобы делящийся нуклид в случае радиационного захвата нейтрона превращался снова в делящийся нуклид. Такой связкой двух достаточно хорошо делящихся нуклидов является, например, ^{232}U - ^{233}U . Для использования этих нуклидов топливо должно содержать

в достаточных количествах либо сам ^{232}U , либо его предшественник ^{231}Pa . В этом случае образуется цепочка изотопных переходов $^{231}\text{Pa}-^{232}\text{U}-^{233}\text{U}$, в которой первый нуклид играет роль эффективного выгорающего поглотителя, второй нуклид характеризуется умеренными размножающими свойствами, а третий – хорошими размножающими свойствами. Поэтому последовательное превращение нуклидов улучшает размножающие свойства топлива.

ПРЕИМУЩЕСТВА ГЛУБОКОГО ВЫГОРАНИЯ

На рис. 1 показано изменение реактивности решетки легководного реактора типа ВВЭР по мере его работы на различном топливе (стандартное оксидное урановое и нитридное ториевое топливо). Видно, что при использовании стандартного оксидного уранового топлива с 4.4% ^{235}U коэффициент размножения монотонно уменьшается с $K_{\infty}=1.38$ до ~ 1 при достижении топливом выгорания 4.2% т.а. (кривая 1). Практически такой же результат получается на нитридном $^{232}\text{Th}-^{233}\text{U}$ топливе с 5.3% ^{233}U (кривая 2). Ситуация радикально меняется как только в нитридное топливо вводится ^{231}Pa , который является исходным нуклидом для связанной пары делящихся нуклидов $^{232}\text{U}-^{233}\text{U}$. Рассмотрено 5 нуклидных составов топлива с различным содержанием ^{231}Pa . Эти варианты можно разделить на 2 группы: в первую входят варианты, соответствующие кривым 3-6, а во вторую – вариант, соответствующий кривой 7.

В первой группе вариантов доля ^{232}Th в топливе постоянна и составляет 69%. Оставшиеся 31% топлива занимают ^{231}Pa и ^{233}U . Из рис. 1 видно, что возможно достижение большой глубины выгорания топлива 30% т.а. и без ^{231}Pa (кривая 3), но это обеспечивается за счет чрезвычайно высокого начального обогащения топлива делящимся нуклидом (31% ^{233}U). Очевидно, что такой вариант мало приемлем с точки зрения безопасности реактора из-за большого запаса реактивности свежего топлива ($K_{\infty}=1.91$). Замена в топливе 5% ^{233}U на ^{231}Pa (кривая 4) приводит к снижению начального запаса реактивности топлива ($K_{\infty}=1.61$) при той же глубине выгорания. Замена 10% ^{233}U на ^{231}Pa (кривая 5) снижает начальный коэффициент размножения до $K_{\infty}=1.37$, что практически совпадает с таковым для стандартного уранового оксидного топлива. Если же в нитридном топливе доли ^{233}U и ^{231}Pa будут примерно равны (кривая 6), то начальный коэффициент размножения составит умеренную величину $K_{\infty}=1.1$, необходимую для компенсации утечки нейтронов и управления реактором во время работы. Отметим, что в процессе выгорания размножающие свойства такого

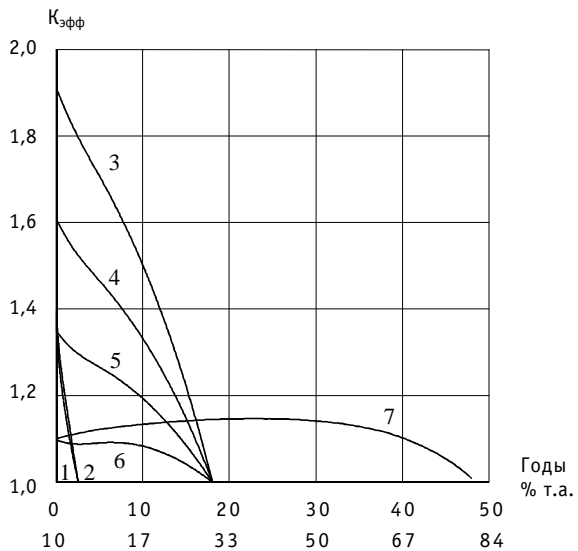


Рис.1. Зависимости размножающих свойств от времени облучения (глубины выгорания) различных видов топлива:

- 1 – (4,4% ^{235}U +95,6% ^{238}U) O_2 ,
- 2 – (5,33% ^{233}U +94,67% ^{232}Th) N ,
- 3 – (0% ^{231}Pa +31% ^{233}U +69% ^{232}Th) N ,
- 4 – (5% ^{231}Pa +26% ^{233}U +69% ^{232}Th) N ,
- 5 – (10% ^{231}Pa +21% ^{233}U +69% ^{232}Th) N ,
- 6 – (15% ^{231}Pa +16% ^{233}U +69% ^{232}Th) N ,
- 7 – (61% ^{231}Pa +39% ^{233}U + 0% ^{232}Th) N

топлива почти не меняются до глубины выгорания $\sim 17\%$ т.а., а затем плавно уменьшаются до $K_{\infty}=1.0$, пока топливо выгорает до 30% т.а. Такой состав топлива выгодно отличается от предыдущих составов плавным изменением реактивности с выгоранием. Эти варианты демонстрируют стабилизацию размножающих свойств в процессе выгорания благодаря возрастанию роли цепочки изотопных переходов ^{231}Pa - ^{232}U - ^{233}U .

На рис. 1 приведен еще один вариант (кривая 7), который, видимо, соответствует предельно достижимой глубине выгорания в принятых предположениях о типе реактора и виде топлива. Это вариант, в котором доля ^{231}Pa в топливе максимальна при условии, что начальный коэффициент размножения составляет $K_{\infty}=1.1$. Поскольку ^{231}Pa играет роль выгорающего поглотителя и предшественника связки двух делящихся нуклидов ^{232}U - ^{233}U , то удастся достичь наибольшего из рассмотренных выгораний ($\sim 80\%$ т.а.), прежде чем коэффициент размножения уменьшится до $K_{\infty}=1.0$. Отметим, что при этом коэффициент размножения меняется чрезвычайно плавно, достигая максимума ($K_{\infty}=1.15$) при глубине выгорания 35% т.а. и возвращаясь к $K_{\infty}=1.1$ при 67% т.а.

Отметим преимущества, которые можно получить от использования топлива со стабилизированными размножающими свойствами до глубоких выгораний. Прежде всего это радикальное сокращение технологических операций, связанных с изготовлением топлива, его транспортировкой, а также с перегрузками топлива. Так, например, при переходе от традиционного топлива легководных реакторов с выгоранием $4\text{-}6\%$ т.а. к топливу с выгоранием 30% т.а. количество вышеперечисленных операций сократится примерно в $5\text{-}7$ раз. Кроме экономических выгод сокращение числа перегрузок означает существенное сокращение операций, при которых возможно переключение делящихся нуклидов на военные цели. Это повышает защищенность топливного цикла от распространения ядерного оружия. Если же снизить энергонапряженность активной зоны в $2\text{-}3$ раза, то реактор на топливе со стабилизированными размножающими свойствами мог бы проработать весь срок службы ($30\text{-}50$ лет) без перегрузок, если не нарушится целостность ТВЭЛов. Реакторы такого типа можно поставлять в страны третьего мира как "черные ящики" с минимальной опасностью распространения ядерного оружия, поскольку операции с топливом могут быть сосредоточены только на заводах-изготовителях. К тому же такие реакторы проще в изготовлении и использовании, поскольку они не будут иметь оборудование для перегрузок топлива и его хранения на АЭС.

Отметим еще один фактор защиты топлива – накопление в нем ^{232}U , который в существенной степени препятствует переключению топлива на военные цели. Это объясняется повышенным и долговременным тепловыделением ^{232}U вследствие его α -распада (830 Вт/кг, $T_{1/2}=68.9$ лет), а также жестким γ -излучением дочерних продуктов его распада. Из табл. 1 видно, что в облученном топливе с начальным составом $15\%^{231}\text{Pa}+16\%^{233}\text{U}+69\%^{232}\text{Th}$, характеризующимся наиболее благоприятным изменением реактивности (кривая б), к концу кампании накапливается 17.4% ^{232}U в уране. Это означает, что удельное тепловыделение урана, в котором находится привлекательный для переключения делящийся нуклид ^{233}U , составит 145 Вт/кг, т.е. примерно в 14 раз больше, чем у реакторного плутония (10.5 Вт/кг) и в 63 раза больше, чем у оружейного плутония (2.3 Вт/кг) [7]. Такое высокое тепловыделение урана существенно осложнит его использование в военных целях. Конечно, в начале облучения топлива указанная характеристика ниже, а в свежем топливе тепловыделение незначительно. Для повышения его защищенности можно предусмотреть введение в свежее топливо некоторого количества ^{232}U , которое обеспе-

Таблица 1

Нейтронно-физические характеристики, определяющие безопасность решетки легководного реактора типа ВВЭР

Вид топлива		Мононитрид ($^{231}\text{Pa}+^{233}\text{U}+^{232}\text{Th}$)N			Диоксид урана
Состав свежего топлива, %	^{232}Th	94.67	69	0	4.4% ^{235}U
	^{231}Pa	0	15	60.56	95.6% ^{238}U
	^{233}U	5.33	16	39.44	
Выгорание, % т.а		4.2	30.06	80.16	4.2
Состав облученного топлива, % т.а.	^{232}Th	92.19	60.58	0.08	1.39% ^{235}U
	^{231}Pa	0.0086	1.04	4.70	0.52% ^{236}U
	^{232}U	0.0048	1.45	3.18	92.78% ^{238}U
	^{233}U	3.06	4.47	7.24	0.68% ^{239}Pu
	^{234}U	0.45	1.74	3.42	0.22% ^{240}Pu
	^{235}U	0.080	0.53	0.97	0.16% ^{241}Pu
	^{236}U	0.0066	0.13	0.25	0.05% ^{242}Pu
Начало топливной кампании (0)					
$\frac{dK_{\infty}(0)}{dt_{\text{мон}}} \cdot 10^{-5}$, 1/град		-3.1	-2.7	-1.4	-2.9
$\frac{dK_{\infty}(0)}{dt_{\text{T/Н}}} \cdot 10^{-4}$, 1/град		-2.8	-2.7	+2.0	-7.5
$\Delta K_{\infty}^{\text{раб-300}^{\circ}\text{C}}(0)$		-0.0292	-0.0255	-0.0112	-0.0283
$\Delta K_{\infty}^{\text{300}^{\circ}\text{C}-50^{\circ}\text{C}}(0)$		-0.0183	-0.0412	-0.0034	-0.0624
Конец топливной кампании (Т)					
$\frac{dK_{\infty}(T)}{dt_{\text{мон}}} \cdot 10^{-5}$, 1/град		-2.4	-2.3	-1.3	-2.7
$\frac{dK_{\infty}(T)}{dt_{\text{T/Н}}} \cdot 10^{-4}$, 1/град		-1.9	-2.4	+0.86	-7.3
$\Delta K_{\infty}^{\text{раб-300}^{\circ}\text{C}}(T)$		-0.0224	-0.0230	-0.0111	-0.0260
$\Delta K_{\infty}^{\text{300}^{\circ}\text{C}-50^{\circ}\text{C}}(T)$		-0.0121	-0.0249	-0.0008	-0.0565

чит необходимый уровень защиты. При рецикле топлива это будет осуществляться естественным образом.

При замыкании топливного цикла использование топлива с глубоким выгоранием приведет также к существенному уменьшению объема химической переработки. Так, например, при глубине выгорания топлива легководных реакторов 5% т.а. на химическую переработку отправляется 95% несгоревшего топлива, т.е. требуется 20-кратный цикл для сжигания загрузки. Если же глубина выгорания топлива составит 33% т.а., то потребуются всего 3-кратный цикл, т.е. потребность в химической переработке сокращается приблизительно в 6 раз.

Отметим еще один положительный момент глубокого выгорания топлива. В

Таблица 2

Отношение накопления продуктов деления (на единицу выработанной энергии) при выгорании 30% т.а. и 4.2% т.а., топливо (15%²³¹Pa+16%²³³U+69%²³²Th)N

Нуклид	⁹⁰ Sr	¹³⁵ Cs	¹³⁷ Cs	¹²⁹ I	⁹⁹ Tc	¹⁰⁷ Pd	¹²⁶ Sn	⁷⁹ Se	⁹³ Zr
m _{30%/m_{4.2%}}	0.73	0.72	0.74	0.79	0.67	0.80	0.87	0.87	0.83

процессе облучения в топливе происходит не только накопление продуктов деления, но и их частичная трансмутация благодаря радиационному поглощению нейтронов и радиоактивному распаду. Разумеется, чем больше выгорание, тем больше в топливе продуктов деления. Однако целесообразно сравнивать количество продуктов деления, накапливаемое в расчете на единицу выработанной энергии. Оценки, приведенные в табл. 2, показывают, что удельное накопление наиболее опасных долгоживущих продуктов деления в топливе с выгоранием 30% т.а. (m_{30%}) на 10-30% ниже, чем это накопление в том же топливе с выгоранием 4.2% т.а. (m_{4.2%})

Рассмотрено изменение размножающих свойств легководной решетки реактора типа ВВЭР на нитридном топливе с глубоким выгоранием (30% т.а.) при изменении температуры топлива и теплоносителя (см. табл. 1). При сравнении доплеровского коэффициента реактивности $dK_{\infty}/dt_{\text{топ}}$ и доплеровского эффекта реактивности $\Delta K_{\infty}^{\text{раб-300}^{\circ}\text{C}}$ видно, что у нитридного топлива в начале кампании эти параметры отрицательны и только на 7% ниже по абсолютной величине, чем аналогичные характеристики оксидного уранового топлива (в конце кампании эта величина увеличивается до 15%). Плотностный температурный коэффициент реактивности теплоносителя $dK_{\infty}/dt_{\text{т/н}}$ в ячейке с глубоким выгоранием отрицателен и в 3 раза меньше по абсолютной величине, чем в ячейке с традиционным оксидным топливом. В процессе глубокого выгорания температурный коэффициент реактивности остается отрицательным и достаточно стабильным по величине.

Из данных, приведенных в табл. 1, также видно, что при выводе реактора на мощность после перегрузки, когда температуры теплоносителя и топлива повышаются сначала от холодного состояния (50°C) до горячего (300°C) и далее до номинального уровня мощности, соответствующие эффекты реактивности отрицательны. Для нитридного топлива с глубоким выгоранием этот эффект реактивности на 10% меньше по абсолютной величине, чем для традиционного оксидного топлива (как в начале, так и в конце кампании). Это значит, что нитридное топливо с глубоким выгоранием требует меньшего запаса реактивности в органах управления, используемых для остановки и пуска реактора. Это должно учитываться при анализе переходных процессов в реакторе. Нужно заметить также, что для топлива с максимальным содержанием ²³¹Pa (без ²³²Th) температурный эффект реактивности теплоносителя положителен. Сравнивая варианты с различным содержанием ²³¹Pa, можно заключить, что существует такой состав топлива, для которого этот эффект невелик и отрицателен.

В целом можно сказать, что характеристики безопасности, оцененные для топливной ячейки с глубоким выгоранием, практически не уступают соответствующим характеристикам ячейки на традиционном оксидном топливе, а по некоторым показателям даже превосходят последние.

ТЕХНИЧЕСКАЯ ОСУЩЕСТВИМОСТЬ ГЛУБОКОГО ВЫГОРАНИЯ ТОПЛИВА

Возникает вопрос: насколько технически осуществимо глубокое выгорание топлива? Как отмечалось ранее, известны твэлы, в которых глубина выгорания

вибро-уплотненного оксидного топлива достигает 32% т.а. [2]. В расчетной модели было предположено, что используется пористое нитридное топливо с пониженной плотностью 9.8 г/см³, т.е. на 31% ниже, чем плотность нитрида урана, и на 18% ниже, чем плотность нитрида тория. Данные по плотности нитрида протактиния и по набуханию смешанного нитридного топлива (Pa,U,Th)N в литературе отсутствуют. Однако известно, что моонитрид урана характеризуется величиной набухания в несколько раз меньшей, чем оксидное топливо, что обусловлено его лучшей структурной прочностью [8]. Кроме того, в качестве конструкционного материала предусматривается использование не циркония (что типично для твэлов тепловых реакторов), а нержавеющей стали, которая применялась и применяется в качестве оболочки твэлов быстрых реакторов [2]. Такая замена конструкционного материала оказалась возможной благодаря лучшему балансу нейтронов нового топлива.

В рассматриваемом топливе в существенном количестве присутствует ²³¹Pa. При работе реактора часть его превращается в ²³²U, который является стартовым нуклидом для цепочки радиоактивных распадов, заканчивающейся стабильным ²⁰⁸Pb. Эта цепочка включает в себя шесть α-распадов, в результате которых в топливе накапливается гелий. Если гелий составит значительную добавку к газообразным продуктам деления, то это усложнит проблему сохранения целостности оболочки твэла. В оценках предполагалось, что большую часть газообразных продуктов деления составляют изотопы инертных газов (ксенон, криптон), а также гелий и тритий, образующийся при тройном делении. Расчеты по программе ORIGEN [3] дали следующее содержание гелия, образовавшегося в результате α-распадов, в отношении к суммарному количеству газообразных продуктов деления. Для варианта, когда свежее топливо содержит 15% ²³¹Pa, гелиевая добавка составляет 25% при выгорании 30% т.а., а при начальном содержании ²³¹Pa в 61% она составляет 100% при выгорании 80% т.а. Видно, что в первом случае для сохранения целостности оболочки твэла, вероятно, достаточно будет соответствующим образом увеличить пористость топлива. Во втором случае, при сверхглубоком выгорании топлива эта проблема может оказаться существенно сложнее. Поэтому для достижения сверхглубокого выгорания можно периодически применять технологию типа DUPIC [9] с тем, чтобы удалять из топлива газообразные вещества и продолжать работу реактора.

При работе реактора конструкционный материал подвергается воздействию нейтронного поля, которое способно нарушать структуру его кристаллической решетки. Это приводит к ухудшению прочностных свойств конструкционного материала и, как следствие, к его разрушению. Величина повреждающей дозы, или число смещений каждого атома конструкционного материала за время облучения $CNA(T)$, оценивалось по формуле

$$CNA(T) \approx [\sigma_{CM}^{cp}(0) \cdot \Phi(0) + \sigma_{CM}^{cp}(T) \cdot \Phi(T)] \cdot (T/2),$$

где σ_{CM}^{cp} – микросечение накопления повреждающей дозы, усредненное по энергетическому спектру нейтронов; Φ – интегральная по энергии плотность потока нейтронов, T - период кампании топлива. Как видно из табл. 3, для вариантов с глубоким выгоранием усредненное по спектру нейтронов сечение накопления повреждающей дозы и величина плотности нейтронного потока изменяются таким образом, что скорость набора CNA в процессе облучения (в расчете на 1% т.а. выгорания) остается достаточно стабильной. Это является основанием применимости приближенной формулы для оценки величины $CNA(T)$.

В настоящее время существует точка зрения, что максимальное число смеще-

Таблица 3

Нейтронно-физические характеристики, определяющие накопление повреждающей дозы в нержавеющей стали

Вид топлива		Мононитрид ($^{231}\text{Pa}, ^{233}\text{U}, ^{232}\text{Th}$)N			Диоксид урана	
Состав свежего топлива, %	^{232}Th	94.67	69	0	4.4% ^{235}U	
	^{231}Pa	0	15	60.56	95.6% ^{238}U	
	^{233}U	5.33	16	39.44		
Выгорание, % т.а.		4.2	30.06	80.16	4.2	
Микросечение $\sigma_{см}^{ср}$, барн	t=0	261	318	374	241	
	t=T	252	283	319	252	
Плотность потока нейтронов, 10^{14} н/см ² ·с	t=0	3.05	3.32	2.59	3.20	
	t=T	4.39	4.18	4.01	4.81	
СНА(T)		7.56	63.5	170	7.87	
СНА в расчете на 1% выгорания	t=0	1.54	2.05	1.87	1.53	
	t=T	2.14	2.30	2.48	2.42	
Сечение деления, барн	^{233}U	t=0	31.3	9.1	4.1	33.4(^{235}U)
		t=T	38.2	22.2	13.0	28.5(^{235}U)
	^{232}U	t=T	-	9.6	7.1	64.0(^{239}Pu)
Флюенс нейтронов, 10^{23} н/см ² , $E_n > 0.1$ МэВ		0.15	1.27	3.29	0.16	

ний атомов для некоторых марок сталей, используемых в качестве конструкционного материала, до потери ими прочностных свойств может составить ~180 [10]. Если исходить из этого предположения, то топливо с глубиной выгорания до 70% т.а. может быть использовано без обновления оболочек твэлов. Согласно [11] стальные твэлы способны выдерживать флюенс нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ до величины $4 \cdot 10^{23}$ н/см². Оценки показали, что флюенс высокоэнергетичных нейтронов даже при максимальной глубине выгорания топлива (80% т.а.) составляет меньшую величину (см. табл. 3). В случае же сверхглубокого выгорания можно воспользоваться технологией типа DUPIC для обновления оболочки твэла и продолжения облучения.

О РЕГЕНЕРАЦИИ ТВЭЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ ТИПА DUPIC

Если высокие размножающие свойства топлива сохраняются до выгораний, превышающих пределы работоспособности твэлов, то отпадает необходимость регенерировать топливо, достаточно обновить оболочку твэла. Иначе говоря, нужно то же топливо поместить в новую оболочку и затем продолжить облучение. Такого рода "бесхимическая" DUPIC-технология уже разработана и испытывается [9] применительно к облученному оксидному топливу легководных реакторов типа PWR для последующего дожигания в тяжеловодных реакторах типа CANDU.

Технология DUPIC включает в себя только термомеханические операции, в процессе которых происходит снятие оболочек твэлов и превращение топливных таблеток в тонкодисперсный порошок диоксида урана. Циклическое применение окислительных и восстановительных реакций приводит к разрыхлению топлива и удалению из него газообразных продуктов деления. Полученный топливный порошок затем используется для рефабрикации топлива, изготовления твэлов и тепловыделяющих сборок с целью продолжения их облучения в реакторе.

Такого рода технология будучи применена (может быть неоднократно) в рассматриваемом случае позволила бы продолжить облучение топлива в том же ре-

акторе и обеспечить достижение сверхглубокого выгорания. Все операции DUPIC-технологии могут выполняться на компактных установках, расположенных непосредственно на площадках АЭС. Тем самым исключаются дальние перевозки топлива, а также сокращается потребность в радиохимической переработке. Этот фактор, а также то обстоятельство, что в рамках DUPIC-технологии используется только термомеханическое оборудование, с помощью которого не возможно полностью отделить продукты деления от актинидов и актиниды друг от друга, повышают защищенность такого топливного цикла.

Однако следует заметить, что к настоящему времени эта технология разработана только для оксидного топлива и пока еще нет сведений о ее применимости для других видов керамического топлива (карбиды, нитриды). Это обуславливает необходимость нейтронно-физического анализа легководных решеток для смешанного оксидного топлива $^{231}\text{PaO}_2 + ^{233}\text{UO}_2 + ^{232}\text{ThO}_2$, что и предполагается выполнить в дальнейшем.

УВЕЛИЧЕНИЕ ДЛИНЫ КАМПАНИИ ТОПЛИВА ДО 50-100 ЛЕТ

Проведенные исследования позволяют оценить некоторые параметры легководных реакторов, которые можно условно отнести к типу "BLACK BOX" (черный ящик). Будем так называть реакторы с кампанией топлива, равной сроку службы реактора ~ 50 лет (см. табл. 4). В этой таблице для сравнения приведены также соответствующие характеристики стандартного реактора типа ВВЭР с 4.4% $^{235}\text{UO}_2$ -топливом.

Видно, что период кампании топлива в 50 лет может достигаться при выгорании 30% т.а. и выше, правда, за счет определенного снижения энергонапряженности активной зоны (для выгорания 30% т.а. требуется снижение энергонапряженности в 2.75 раза, а для выгорания 70% т.а. лишь на 16%). В качестве предельного варианта приведены данные для 100-летней кампании топлива, которая соответствует глубине выгорания 70% т.а. При этом энергонапряженность должна быть снижена в 2.4 раза. Необходимо отметить, что снижение энергонапряженности в настоящее время достаточно широко используется в разработке реакторов с повышенной безопасностью [1, 11]. Расчеты, выполненные на пониженном уровне энергонапряженности, показали, что изменение реактивности топлива лишь "растягивается" по времени по сравнению с расчетом на стандартном уровне энергонапряженности. Как уже указывалось, величина повреждающей дозы стального покрытия твэлов (150 СНА) (хотя и велика) считается вполне достижимой в будущем.

Таблица 4

Некоторые характеристики реактора типа ВВЭР и реактора типа "Черный ящик"

Характеристика	ВВЭР, UO_2	"Черный ящик", нитридное топливо		
		$69\% ^{232}\text{Th}$, $15\% ^{231}\text{Pa}$, $16\% ^{233}\text{U}$	$61\% ^{231}\text{Pa}$, $39\% ^{233}\text{U}$	
Состав свежего топлива	4.4% ^{235}U			
Плотность топлива, г/см ³	10.3	9.8	9.8	9.8
Выгорание, % т.а.	4.2	30	70	70
Энергонапряженность, МВт/м ³	113	41	95	47.5
Период кампании, годы	2.5*	50	50	100
СНА (нержавеющая сталь)	7.9	63.5	150	150

*- без учета времени перегрузки топлива

Ранее уже отмечалось, что длительные кампании топлива, содержащего ^{231}Pa , приводят к значительному увеличению количества газообразных продуктов в топливе из-за образования гелия в α -распадах ^{232}U и его дочерних нуклидов. Оценки показали, что для 50-летней кампании количество газообразных продуктов увеличится в 1.87 и 2.05 раза для вариантов с 15 и 61% ^{231}Pa в свежем топливе соответственно, а в случае 100-летней кампании – в 3.5 раза. Видимо эту проблему можно было бы решить с помощью DUPIC-технологии, периодически удаляя газообразные продукты из топлива и продолжая облучение. Не исключается и выпуск газообразных продуктов из твэлов в теплоноситель первого контура.

ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены физические характеристики легководного реактора со сверхдлинной кампанией ториевого топлива, содержащего ^{232}Th - ^{231}Pa - ^{233}U . Показано, что в таком реакторе принципиально возможно достижение глубокого (30% т.а.) и сверхглубокого (80% т.а.) выгорания топлива как с точки зрения поддержания реактивности топлива, так и с точки зрения обеспечения целостности оболочки твэлов. Достижение сверхглубокого выгорания предполагает применение DUPIC-технологии. Оценка эффектов, связанных с изменением размножающих свойств решетки реактора и определяющих безопасность эксплуатации такого реактора, показала, что они носят благоприятный характер в процессе глубокого выгорания топлива. Некоторое снижение энергонапряженности активной зоны может обеспечить 50-летнюю кампанию топлива при выгорании 30% т.а. и 100-летнюю кампанию при выгорании 70% т.а.

Следует также отметить, что целесообразно было бы провести ревизию констант ^{232}U и малоизученного нуклида ^{231}Pa , поскольку в американской библиотеке ENDF/B-IV они существенно отличаются от соответствующих данных японской библиотеки JENDL-3.2.

Авторы хорошо понимают, что показана только принципиальная возможность достижения сверхдлинной кампании легководного реактора при использовании топлива на основе ^{231}Pa - ^{231}U -Th, что является далеко недостаточным для оценки перспективности такого топлива. Для этого необходимо исследовать вопросы обоснования работоспособности твэлов при экстремальных выгораниях топлива и общую экономическую эффективность таких реакторов. Вместе с тем, авторы надеются, что представленные результаты нейтронно-физических исследований будут полезны в понимании топливных циклов.

Литература

1. Белая книга ядерной энергетики/Под ред. Е.О. Адамова. - М. ГУП НИКИЭТ, 1998.
2. *Ivanov V.B., Mayorshin A.A., Skiba O.V. et al.* The Utilization of Plutonium in Nuclear Reactors on the Basis of Technologies Developed in SSC RIAR: Proc. of the Intern. Conf. on Future Nuclear Systems "GLOBAL-97", October 5-10, 1997, Yokohama, Japan. - V. 2. - P. 1093-1098.
3. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses of Licensing Evaluation. - NUREG/CR-0200, ORNL/NUREG/CSD-2/RS, Oak Ridge, January 1997.
4. *Greene J., Lucius J.L., Petrie L.M. et al.* AMPX: A Modular Code System for Generating Coupled Multi-Group Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B. - ORNL/TM-3706, March 1976.
5. Шмелев А.Н., Куликов Г.Г. О нейтронно-физических особенностях модифицированных (денатурированных) топливных циклов// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1997. - № 6. - С. 42-48.
6. *Shmelev A., Saito M., Artisyuk V.* Multi-Component Self-Consistent Nuclear Energy System: On Proliferation Resistant Aspect: Proc. of the Second Annual JNC Intern. Forum on the Peaceful Use of Nuclear Energy, February 21-22, 2000, Tokyo, Japan. - P. 87-95.

7. *Mark J.C.* Explosive Properties of Reactor-Grade Plutonium//Science & Global Security. - 1993. - V. 4. - P. 111-128.
8. *Скоров Д.М., Бычков Ю.Ф., Дашковский А.И.* Реакторное материаловедение. - М.: Атомиздат, 1979.
9. *Yang M.S., Kim B.O., Song K.W. et al.* Characteristics of DUPIC fuel fabrication technology: Proc. of the Intern. Conf. on Future Nuclear Systems "GLOBAL-97", October 5-10, 1997, Yokohama, Japan. - P. 535-537.
10. *Pillon S., Tommasi J., D'Alletto T. et al.* Current Status of the CAPRA Programme: Proc. of the ENC'98, October 25-28, 1998, Nice, France. - V. 3. - P. 645-652.
11. *Carelli M.D., Paramonov D.V., Lombardy C.V. et al.* IRIS, International New Generation Reactor: Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE-8), April 2-6, 2000, Baltimore, MD, USA, ICONE-8447.

Поступила в редакцию 1.11.2001

УДК 621.039.53: 621.039.526

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ ГАЛЛИЯ И ЕГО СПЛАВОВ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.С. Окунев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва



На основе анализа физико-химических свойств, проблемы совместимости с конструкционными материалами, внутренней самозащищенности РУ исследуется возможность применения галлия и сплавов Na-Ga-Pb (с различным содержанием компонентов) в качестве теплоносителей реакторов на быстрых нейтронах.

ВВЕДЕНИЕ

В преддверии широкомасштабного развития ядерной энергетики становится актуальной проблема поиска новых конструкторских решений, новых материалов ядерной техники, анализируются возможности расширения спектра использования ядерной энергии для реализации задач XXI столетия. По мере расширения сферы применимости РУ, иначе говоря, их целевого назначения, вновь стал актуальным выбор оптимальных теплоносителей ядерных реакторов, в том числе на быстрых нейтронах (БР). Сегодня практически ни у кого не вызывает сомнения, что оптимальным теплоносителем энергетических БР, на которых будет базироваться широкомасштабная безопасная ядерная энергетика будущего, является жидкий свинец [1].

В качестве возможного теплоносителя БР, например, для производства высокопотенциального тепла может рассматриваться свинец, галлий [2] и сплавы на их основе. Галлий и его сплавы предпочтительны вследствие низкой химической активности (в частности, высокой стойкости на воздухе), широкого диапазона рабочих температур при высокой температуре кипения [3-5], неактивируемости в активной зоне. Галлий характеризуется самым большим температурным диапазоном существования в жидком состоянии по сравнению со всеми другими химическими элементами: 302,9...2478 К [4] (температура кипения галлия настолько высока, что этим преимуществом в энергетических РУ трудно воспользоваться). Галлий образует сплавы со щелочными и тяжелыми металлами (Na-Ga-Pb и др.) [6], в том числе смешанные расплавы со свинцом, висмутом и ртутью [3]. По теплофизическим свойствам галлий занимает промежуточное положение между натрием и свинцом. Формально галлий относится к тяжелым металлам, хотя его плотность ($6,1 \cdot 10^3$ кг/м³) значительно меньше плотности свинца ($10,6 \cdot 10^3$ кг/м³). В отличие от свинца чистый галлий почти не токсичен [5].

Необходимо отметить, что галлий более распространен в земной коре, чем свинец (распространенность галлия $1,8 \cdot 10^{-3}$ %, свинца $1,4 \cdot 10^{-3}$ %) [4]. Масштаб производства

галлия мал (в мире добывают около 30 т/год [4]), что обусловлено незначительными потребностями (97 % галлия используется для изготовления полупроводниковых материалов). Ничто не препятствует увеличению производства галлия.

При использовании галлиевого теплоносителя можно ожидать высокой термодинамической эффективности паросилового цикла и повышения самозащищенности от аварийных режимов, сопровождающихся отказом аварийной защиты (известных в зарубежной литературе под аббревиатурой «ATWS»): LOF WS - «нарушение (прекращение) принудительной циркуляции теплоносителя» (в эту группу обычно объединяют аварийные режимы, инициированные уменьшением расхода теплоносителя через активную зону реактора), LOHS WS - «нарушение теплоотвода от первого контура» (аварийные ситуации, вызванные повышением температуры теплоносителя на входе в активную зону), TOP WS - «аварийный режим с увеличением мощности» (например, в результате ввода ограниченной величины положительной реактивности), OVC WS - «переохлаждение теплоносителя первого контура» (обычно рассматривают два независимых события, инициирующие этот режим: перевод главных циркуляционных насосов (ГЦН) на повышенную производительность или подключение резервной «холодной» петли [7]) и их комбинаций. Эти ситуации считаются наиболее опасными для БР с жидкометаллическим теплоносителем [7].

Несмотря на все эти достоинства ни галлий, ни его сплавы никогда не использовались для охлаждения РУ.

Во-первых, в этом не было необходимости, т.к. вода и жидкий натрий позволяли решать все (или почти все) проблемы, стоящие перед человечеством и ядерной энергетикой во второй половине XX века (при небольшой доле ядерных реакторов в структуре энергетике мира и нашей страны). Они справедливо считались и до сих пор считаются оптимальными теплоносителями ЯЭУ. Технология таких теплоносителей хорошо отработана.

Во-вторых, использование новых теплоносителей требует решения новых проблем и развития новых технологий, что должно иметь серьезное обоснование. Проблемы связаны с отсутствием экспериментальных данных и высокой степенью неопределенности свойств новых для реакторной техники материалов, совместимостью компонентов различных сплавов (особенно если они принадлежат к разным группам термодинамического подобия), совместимостью с конструкционными материалами (в том числе трудностями в решении проблемы коррозии) и др.

Применимость теплоносителей на основе галлия и его сплавов определяется их физико-химическими свойствами, возможностью обеспечения безопасности РУ. Проблемы связаны с несовместимостью с конструкционными материалами БР, плохой самозащищенностью от аварий с потерей теплоносителя (LOCA).

НЕДОСТАТКИ ГАЛЛИЯ КАК ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Авторами [3, 8, 9] отмечается, что использованию галлия препятствует высокая коррозионная активность по отношению к реакторным сталям. Большинство реакторных сталей и сплавов разрушаются жидким галлием [10]. Хорошо совместимы со сплавами галлия и свинца конструкционные стали на основе вольфрама и молибдена [2,3,9]. Авторами работы [2] в качестве конструкционных сталей в БР с жидкометаллическим топливом и галлиевым теплоносителем предлагается использовать вольфрам или сплавы на его основе. Вольфрам - один из наиболее тугоплавких элементов. По температуре плавления (3693 К) он уступает лишь графиту. Вольфрам - компонент жаропрочных сверхтвердых сталей и сплавов. В реакторных материалах вольфрам предлагалось использовать в небольших количествах (0,5%) в качестве легирующей добавки, улучша-

ющей механические свойства сталей при высоких температурах [9]. Сплавы на основе тугоплавких металлов (W, Mo, Cr) рассматриваются в качестве конструкционных материалов реакторов типа HTGR или РУ космических аппаратов. Максимальная рабочая температура таких сплавов 1368 К [9]. Вольфрам - сильный поглотитель нейтронов, что ограничивает его использование. Конструкционные стали БР не содержат вольфрама. Авторами [2] со ссылкой на [11, 12] отмечается возможность длительной работы (по крайней мере, 2,3 года при температурах галлиевого теплоносителя 1700-1900 К, расходе 3376 кг/с, средней линейной нагрузке 1,0 кВт/см) сплавов вольфрама в БР, подтвержденная экспериментально.

Таким образом, решение проблемы коррозии, если галлий будет использован в качестве теплоносителя серийных энергетических РУ (пока в этом нет необходимости, широкомасштабная ядерная энергетика обозримого будущего ориентируется на свинцовоохлаждаемые БР), возможно, потребует поиска новых конструкционных материалов и/или применения других известных способов снижения коррозионной активности в рамках существующих или новых технологий.

Один из основных недостатков теплоносителей на основе галлия — высокое сечение поглощения нейтронов и, следовательно, большой положительный пустотный эффект реактивности (ПЭР), особенно при осушении центральной части активной зоны реактора. Кроме того, конструкционные стали, с которыми хорошо совместим галлий, также имеют высокое сечение поглощения нейтронов.

Применение галлия может привести к образованию радиоактивного ^{72}Ga , продукт распада которого - ^{72}Ge (температура плавления 1229 К) может осаждаться на поверхности твэлов и конструкционных сталей. При использовании в качестве конструкционных материалов тугоплавких сталей на основе молибдена (совместимых с галлиевым теплоносителем) будет образовываться радиоактивный изотоп ^{93}Mo , определяющий длительную наведенную активность.

Перечисленные недостатки ограничивают область применимости РУ, охлаждаемых галлием. Например, из-за положительного ПЭР (который увеличивается по мере перехода к реакторам большой мощности) практически невозможно детерминистически исключить аварии, вызванные потерей теплоносителя, следовательно, галлий нецелесообразно использовать для охлаждения больших энергетических БР при их массовом строительстве. (Проблема коррозии - вопрос важный, но по отношению к безопасности - вторичный).

Возможная ниша для использования теплоносителей на основе галлия - космические РУ, высокотемпературные реакторы для производства водорода или жидкого топлива из угля и др. Авторами [2] предлагается использовать галлий для охлаждения высокотемпературного БР малой мощности (280 МВт /т/) с жидким топливом, что позволит достичь высокой энергонапряженности активной зоны (при средней линейной тепловой нагрузке более 1 кВт/см). Диапазон рабочих температур теплоносителя в таком реакторе - 1700-1900 К (границы диапазона соответствуют температуре на входе и выходе активной зоны).

Использование галлия в БР - своеобразный компромисс (с точки зрения выбора оптимальных теплофизических свойств) между легким натрием с относительно низкой температурой кипения, обладающим высокой теплоемкостью и теплопроводностью, и тяжелым свинцом с высокими температурами кипения и замерзания, теплоемкость и теплопроводность которого существенно ниже, чем у натрия. В сплавах Na-Ga-Pb невысокая температура кипения натрия может быть в определенной мере компенсирована высокой температурой кипения галлия и свинца, высокая температура замерзания свинца - низкой у галлия и относительно небольшой у натрия.

ВОЗМОЖНОСТИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ САМОЗАЩИЩЕННОСТИ

На примере традиционной компоновки быстрого бридера, содержащей две активные зоны (малого и большого обогащения: ЗМО, ЗБО соответственно) с топливом UN-PuN разного обогащения по ^{235}U , окруженных воспроизводящими экранами, проиллюстрируем возможность обеспечения внутренней самозащитенности при использовании теплоносителей на основе галлия.

В табл. 1 приведены основные характеристики компоновки и функционалы, характеризующие номинальный режим работы БР тепловой мощностью 2100 МВт с теплоносителями на основе галлия и его сплавов. Значения основных функционалов, характеризующих внутреннюю самозащитенность реактора, для этих компоновок приведены в табл. 2. Компоновки получены заменой натрия в РУ типа БН-800 галлием или сплавом Na-Ga-Pb с соответствующей коррекцией параметров компоновки (вектора управления). Расчетные исследования проводились с помощью программ DRACON-M и FRISS-2D [13].

Замена натрия галлием приводит к снижению эффективного коэффициента размножения нейтронов до 0,87 (т.к. галлий сильнее поглощает нейтроны). Для выполнения условия критичности потребовалось уменьшить долю стали в активной зоне и увеличить долю топлива. Это может быть реализовано за счет повышения диаметра топливной таблетки твэлов (по сравнению с РУ типа БН), минимизации шага решетки твэлов и перехода к бесчехловым ТВС (по аналогии с РУ типа БРЕСТ) или сборкам с перфорированными чехлами. Однако при фиксированных размерах активной зоны и экранов не удастся достичь условия критичности при ограничениях для температуры оболочек твэлов в номинальном режиме работы реактора. Повышение доли топлива и уменьшение стали в активной зоне приводит к увеличению температуры топлива и оболочек, причем максимальная температура оболочек твэлов превышает допустимое значение - 900 К для номинального режима (такая относительно низкая для жаропрочных сталей температура, как и ограничения для размеров активной зоны, были выбраны для удобства сравнения полученных компоновок с традиционными БР). Таким образом, для выполнения температурных ограничений потребовалось снижение энергонапряженности активной зоны - увеличение объема (размеров) активной зоны. При ограничениях на размеры компоновки (активной зоны и экранов) это возможно за счет уменьшения толщины экранов. Причем уменьшение толщины бокового экрана при увеличении радиуса активной зоны выгодно с точки зрения снижения ПЭР, поэтому в число управлений задачи наряду с радиальными размерами зон была включена толщина бокового экрана. Все компоновки совместимы по размерам ($\Sigma\Delta R_i = \text{const}$, $\Sigma\Delta H_j = \text{const}$, где ΔR_i и ΔH_j - радиальные и аксиальные размеры зон реактора).

Полученная компоновка БР с галлиевым охлаждением характеризуется отрицательным ПЭР при осушении реактора и внутренней самозащитенностью от ряда наиболее опасных аварийных ситуаций из числа ATWS и их комбинаций (табл. 2).

При моделировании аварийной ситуации LOF WS предполагалось одновременное обесточивание всех ГЦН. Наличие высокоинерционных маховиков обеспечивает «выбег» насосов в течение времени t_H . При этом расход теплоносителя снижается по гиперболическому закону от времени до уровня, определяемого естественной циркуляцией теплоносителя по первому контуру. Ситуация LOHS WS инициирована отказом насосов второго контура. Для консервативной оценки внутренней самозащитенности предполагается, что на вход в активную зону поступает теплоноситель, нагретый до температуры выхода. Через определенное время (определяющееся временем транспорта теплоносителя по первому контуру) ситуация повторяется. Таким образом, происходит ступенчатое повышение температуры на входе. При отрицательном коэффициенте реактивности по температуре теплоносителя высота этих периодических

Таблица 1

Параметры компоновки и некоторые функционалы, характеризующие номинальный режим работы БР, охлаждаемых галлием и сплавами Na-Ga-Pb

Параметр	Теплоноситель			
	Ga	Na-Ga-Pb		
		вариант 1	вариант 2	вариант 3
Массовое соотношение компонентов теплоносителя Na : Ga : Pb	0:1:0	1:1:1	2:1:1	1:2:1
Управления:				
Обогащение топлива, %	13,5 / 13,9	11,0 / 16,1	5,5 / 16,7	12,9 / 14,8
Диаметр топливной таблетки, мм	9,45	8,42	7,29	8,83
Относительный шаг решетки твэлов	1,150	1,195	1,150/1,161	1,177
Размер зон, см				
радиальный	83,0 / 85,9	101,9 / 42,6 / 45,0	102,3 / 42,2 / 31,2	95,4 / 48,1 / 45,0
аксиальный (полувысота активной зоны / экран)		51,0 / 45,0		
Массовый расход теплоносителя, кг / (м ² с)	21277 / 15652	13797 / 15502	11206 / 18094	13318 / 15257
Функционалы:				
Максимальная температура, К				
топлива	1402 / 1414	1441 / 1800	1049 / 1800	1548 / 1644
теплоносителя	792 / 840	788 / 834	742 / 819	830 / 826
оболочки твэла	833 / 867	823 / 887	755 / 871	868 / 871
Средний подогрев теплоносителя, К	165	165	157	172
Максимальная линейная нагрузка на твэлы, Вт/см	552,3 / 536,0	544,7 / 807,2	240,6 / 731,7	619,5 / 696,4
КВА		1,06		
Доля естественной циркуляции, %	9,22/14,82/ 5,03	9,44/9,79/ 4,40	6,46/5,71/ 3,81	11,01/9,47/ 4,41
Коэффициент реактивности, 10 ⁶ (Δk/k)/K				
доплеровский	-1,056/ -2,131	-2,056/ -3,436	-1,326/ -4,340	-2,479/ -2,513
плотностной	7,982/ 11,130	3,200/ 7,515	-2,883/ 4,668	8,466/ 8,210

Примечание: в табл.1, 2 через черту приведены значения, соответствующие ЗМО и ЗБО

скачков температуры на входе уменьшается со временем. Процесс TOP WS инициирован вводом ограниченной величины положительной реактивности. Для определенности рассматривается ввод реактивности $0,9 \beta$ (β - эффективная доля запаздывающих нейтронов) за 10 с по линейному закону от времени. Аварийный режим OVC WS может быть вызван увеличением расхода или уменьшением температуры теплоносителя на входе в активную зону. В расчетах предполагалось увеличение расхода в 1,2 раза за 10 с (соответствует переводу насосов на повышенную производительность) и снижение температуры теплоносителя на входе в активную зону на 30 К за 10 с (подключение «холодной» резервной петли) по линейному закону от времени.

Функционалы, характеризующие аварийные режимы, сопровождающиеся отказом аварийной защиты

Функционал	Теплоноситель			
	Ga	Na-Ga-Pb		
		вариант 1	вариант 2	вариант 3
Массовое соотношение компонентов теплоносителя Na : Ga : Pb	0:1:0	1:1:1	2:1:1	1:2:1
LOCA WS (потеря теплоносителя)				
ПЭР при осушении, % ? k / k:				
реактора	-1,621	-0,642	0,355	-1,342
центральной зоны	15,391	7,041	3,254	11,435
LOF WS (прекращение принудительной циркуляции в 1 контуре)				
Переходный режим (К):				
$T_{тн}^{max}$ при $t_n=30$ с	1088/1010	1006/1108	866/1121	1091/1150
$t_n=40$ с	1070/996	994/1093	860/1091	1077/1135
Установившийся режим:				
$T_{тн}^{max}$, К	1035/964	975/1063	838/1034	1050/1106
$T_{топ}^{max}$, К	1147/1085	1144/1180	858/1120	1171/1252
относительная мощность	0,248	0,221	0,130	0,245
TOP WS (ввод реактивности 0,9 β)				
Переходный режим:				
$T_{топ}^{max}$, К	1641/1668	1611/2059	1146/2065	1741/1854
относительная мощность	1,302	1,205	1,231	1,210
Установившийся режим:				
$T_{топ}^{max}$, К	1612/1643	1593/2032	1141/2043	1719/1829
$T_{тн}^{max}$, К	824/883	808/861	759/848	856/852
относительная мощность	1,254	1,176	1,207	1,178
OVC WS (переохлаждение теплоносителя 1 контура)				
а) Перевод насосов на повышенную производительность				
$T_{топ}^{max}$, К	1534/1539	1570/2007	1119/2030	1662/1776
Относительная мощность	1,247	1,232	1,270	1,211
б) Подключение резервной петли				
$T_{топ}^{max}$, К	1574/1605	1589/2039	1138/2088	1696/1807
Относительная мощность	1,244	1,208	1,271	1,186
LOHS WS (прекращение теплоотвода ко 2 контуру)				
$T_{тн}^{max}$, К	861/871	847/877	808/851	888/886
Наложение процессов LOF WS, TOP WS и OVC WS (б)				
Локальный (глобальный) максимум $T_{тн}^{max}$ (К) в переходном режиме:				
при $t = t_n = 30$ с	1453/1414 ⁽¹⁾	1061/1180	900/1197	1161/1229
при $t = t_n = 40$ с	1471/1435	1054/1166	896/1168	1148/1216
Установившийся режим:				
$T_{тн}^{max}$, К	1201/1096	1065/1187	899/1184	1160/1234
$T_{топ}^{max}$, К	1369/1276	1295/1346	930/1308	1321/1429
относительная мощность	0,370	0,300	0,189	0,327

Примечание: ⁽¹⁾ соответствует номинальному режиму

Каждый аварийный режим описывается несколькими функционалами (температуры компонентов активной зоны, мощность и др.). Основным критерием для оценки безопасности было условие выполнения ограничений для этих функционалов. Рассматриваются две группы ограничений для таких функционалов: одна соответствует переходному процессу, другая - режиму, установившемуся в результате действия обратных реактивных связей. (Установившиеся режимы существуют для всех рассмотренных аварийных ситуаций. Внутренняя самозащитенность не может быть обеспечена только в процессе LOCA WS при осушении центральной зоны реактора - ЗМО.)

Большой положительный ПЭР реализуется при осушении центральной части активной зоны. Это связано с сильным поглощением нейтронов галлием (по сравнению с натрием и свинцом). Микросечение поглощения нейтронов галлием при энергии нейтронов 0,1 МэВ равно $9,1 \cdot 10^{-2}$ б (например, для свинца $2,1 \cdot 10^{-3}$ б), при 1 МэВ - $2,5 \cdot 10^{-2}$ б (для свинца $3,1 \cdot 10^{-3}$ б) и уменьшается при дальнейшем увеличении энергии [14]. Таким образом, преимущества галлия наиболее ярко проявляются при жестком спектре нейтронов в реакторе.

Следует отметить, что ПЭР в БР с галлием не может реализоваться в результате кипения теплоносителя (температура кипения практически не достижима), сгорания всего или части теплоносителя (галлий не горит). С другой стороны, трудно (по сравнению с РУ типа БН и БРЕСТ) исключить детерминистически потерю теплоносителя в результате его утечки из активной зоны, поскольку температура замерзания галлия ниже, чем у натрия и, тем более, свинца, и галлий может не замерзнуть в шахте реактора (как это предполагается, например, в БР со свинцовым охлаждением). Наиболее реалистичным событием, приводящим к попаданию пузырей в активную зону, может рассматриваться, например, разгерметизация трубок парогенератора при двухконтурной схеме ЯЭУ. В этом случае пузыри будут поступать не только в ЗМО, но и в ЗБО и боковые экраны, т.е. осушение только центральной части активной зоны вряд ли возможно, а осушение всего реактора неопасно - ПЭР при этом отрицателен. (Например, в РУ типа БРЕСТ для исключения вовлечения пузырей в активную зону снижают скорость теплоносителя на опускном участке тракта [8].)

Отрицательный доплеровский коэффициент реактивности наряду с отрицательным коэффициентом, связанным с расширением топлива, благоприятно влияет не только на аварийные режимы с увеличением мощности. (К таким режимам следует отнести не только TOP WS, но и OVC WS.)

Положительный плотностной коэффициент усугубляет аварии с ухудшением условий теплоотвода (LOF WS, LOHS WS). Благоприятную роль в ограничении температуры теплоносителя (и оболочек) играет запаздывающий по времени отрицательный коэффициент реактивности по радиальному расширению активной зоны (основной вклад в который дает расширение опорной плиты). Запаздывание последнего эффекта по отношению к началу аварийной ситуации определяется временем транспорта теплоносителя по первому контуру в соответствующем аварийном режиме. По истечении этого времени на вход в активную зону поступит теплоноситель с температурой, отличной от номинальной. В аварийной ситуации LOF WS время транспорта больше, чем в номинальном режиме. При малом времени t_n выбега ГЦН, по крайней мере, при $t_n < t_I$ (где t_I - время транспорта теплоносителя по первому контуру в номинальном режиме, т.е. при 100%-расходе), время транспорта можно оценить как $\sim t_I / G_{ЕЦ}$ ($G_{ЕЦ}$ - отнесенный к номинальному расходу теплоносителя первого контура в режиме естественной циркуляции).

Характерной особенностью развития аварийной ситуации LOF WS в полученной компоновке БР с галлиевым теплоносителем является смещение максимума

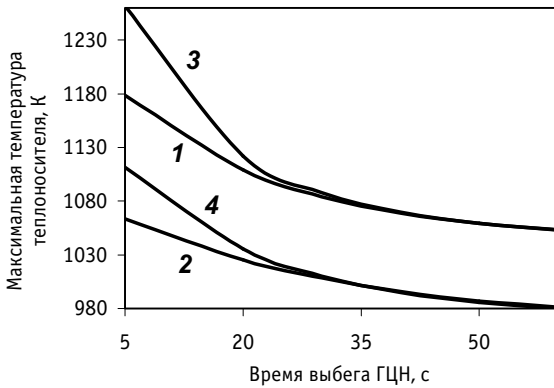


Рис. 1. Зависимость максимальной температуры $T_{\text{тн}}^{\text{max}}$ теплоносителя от времени выбега ГЦН: 1 - выход из верхнего экрана над зоной малого обогащения; 2 - выход из верхнего экрана над зоной большого обогащения; 3 - граница зоны малого обогащения и верхнего экрана; 4 - граница зоны большого обогащения и верхнего экрана.

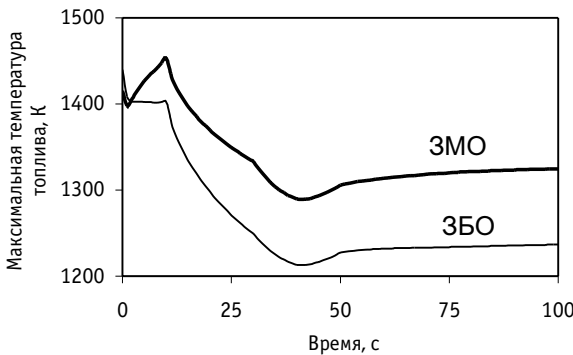


Рис. 2. Временная зависимость максимальной температуры топлива при наложении процессов (LOF+TOP+OVC) WS: 3МО - в зоне малого обогащения, 3БО - в зоне большого обогащения

выбега насосов и растет по мере увеличения t_n (см. табл. 2). Это объясняется доминированием процесса TOP над LOF при их одновременном наложении. Так в аварийной ситуации TOP WS температура топлива увеличивается со временем, а ее глобальный максимум, например, при вводе реактивности $0,9 \beta$ соответствует установившемуся в результате действия обратных реактивных связей режиму, в процессе LOF WS - уменьшается. Причем при времени выбега $t_n = 30$ с температура топлива во второй радиальной зоне (3БО) уменьшается со временем, в первой (3МО) - ведет себя так, как описано выше (достигает максимума в момент t_n). При времени выбега 35 с и выше максимум температуры топлива в момент t_n наблюдается в обеих зонах реактора.

Минимизация ПЭР, который реализуется при осушении центральной зоны реактора - ЗМО и экрана над ней (обозначим его ПЭР_ц) до приемлемого значения (например, ПЭР_ц < b), в рамках традиционной компоновки реактора невозможна. Снижение ПЭР_ц по крайней мере, в полтора - два раза возможно при замене центральной зоны реактора (зоны малого обогащения) сырьевой вставкой (при фик-

температуры теплоносителя из точки, соответствующей выходу из верхнего торцевого экрана, на границу экрана и активной зоны при времени выбега насосов $t_n = 35...40$ с (рис. 1). Для реакторов типа БН это обычно наблюдается при меньшем времени выбега ГЦН [13].

При наложении четырех вышеперечисленных аварийных режимов возможна нейтрализация некоторых из них, поэтому наиболее опасно наложение трех событий, например, LOF WS, TOP WS и OVC WS. Причем, ситуация усугубляется, если эти события начинаются одновременно.

Одна из особенностей полученной компоновки с галлиевым теплоносителем - характер изменения максимальной температуры топлива при одновременном наложении процессов (LOF+TOP+OVC) WS (рис. 2). В отличие от БР с другими жидкометаллическими теплоносителями (в том числе с натрием) температура увеличивается в первые секунды аварийной ситуации, достигает максимума в момент t_n , затем уменьшается до некоторого квазистационарного значения, определяемого значением обратных реактивных связей. Максимум температуры $T_{\text{мон}}^{\text{max}}$ топлива определяется временем

сированных значениях размеров зон). При этом отношение максимальных температур теплоносителя в зоне большого обогащения и внутренней зоне воспроизводства равно 1,4. Однако переход к компоновке с кольцевой активной зоной не решит проблему положительного ПЭР_ц.

Кроме БР с галлием рассматривались компоновки, охлаждаемые сплавами Na-Ga-Pb с разным содержанием компонентов (табл. 1, 2). Вариант 1 соответствует соотношению массового содержания натрия, галлия и свинца 1:1:1, вариант 2 - 2:1:1, вариант 3 - 1:2:1.

Следует отметить, что по мере увеличения доли галлия в сплаве ухудшается ПЭР_ц. Это связано с сильным поглощением быстрых нейтронов галлием.

В отличие от БР, охлаждаемого чистым галлием, при использовании сплавов Na-Ga-Pb глобальный максимум температуры топлива при наложении процессов (LOF + TOP + OVC) WS соответствует номинальному режиму. Все варианты компоновки БР, охлаждаемых теплоносителями на основе галлия, обладают свойством внутренней самозащищенности от аварий LOF WS, LOHS WS, TOP WS, OVC WS и их наиболее опасных комбинаций, а также приемлемым ПЭР (меньше нуля или b) при осушении всего реактора. Причем самозащищенность может быть обеспечена даже при большом (50%) содержании натрия в сплаве.

В связи с сильным поглощением нейтронов галлием ПЭР_ц увеличивается с повышением доли галлия в сплаве (рис. 3).

ВЫВОДЫ

В заключение отметим, что использование для охлаждения БР галлия и его сплавов приводит к большому положительному ПЭР при осушении центральной части активной зоны. Это является следствием высокого сечения поглощения нейтронов галлием. В то же время такие РУ обладают высокой внутренней самозащищенностью от наиболее опасных для БР аварийных ситуаций (в том числе их комбинаций) из числа ATWS (кроме LOCA WS). Поэтому предпочтение должно отдаваться реакторам малой мощности (положительный ПЭР является основным фактором, препятствующим увеличению мощности реактора).

Преимущества галлия для охлаждения БР наиболее ярко проявляются при переходе к высокотемпературным реакторам, при жестком спектре нейтронов и малой активной зоне.

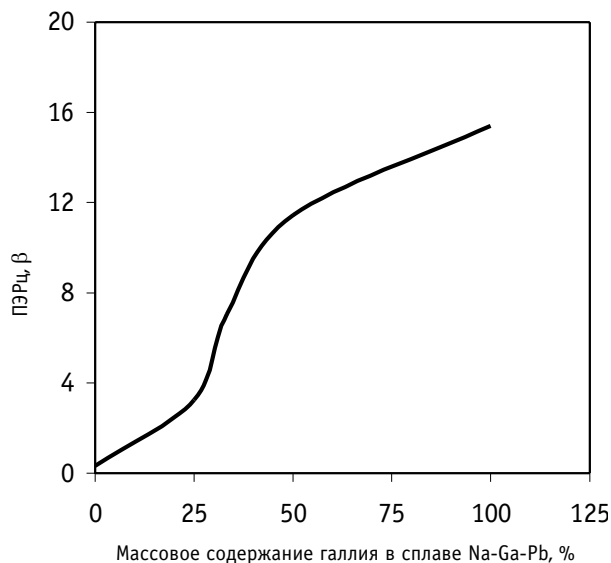


Рис. 3. Зависимость ПЭР_ц от содержания галлия в сплаве Na-Ga-Pb

Литература

1. Орлов В.В., Аврорин Е.Н., Адамов Е.О. и др. Нетрадиционные концепции АЭС с естественной безопасностью (новая ядерная технология для крупномасштабной ядерной энергетики следующего этапа)//Атомная энергия. - 1992. - Т. 72. - Вып. 4. - С. 317-329.
2. Sawada T., Netchaev A., Ninokat H., and Endo H. Gallium-Cooled Liquid-Metallic Fueled Fast Reactor//Progress in Nuclear Energy. – 2000. -V. 37. - № 1-4 (Special issue: Global Environment and Nuclear Energy System-3: Proc. of the Third Intern. Symp. GENES-3). - P. 313-319.
3. Зеликман А.Н., Крейн О.Е., Самсонов Г.В. Металлургия редких металлов. - М.: Металлургия, 1964.
4. Эмсли Дж. Элементы: Пер. с англ. - М.: Мир, 1993.
5. Физико-химические свойства элементов. Справочник/Под ред. Г.В.Самсонова. - Киев: Наукова думка, 1965.
6. Козин Л.Ф., Морачевский А.Г. Физико-химия и металлургия высокочистого свинца. - М.: Металлургия, 1991.
7. Wade D.C., Fujita E.K. Trends Versus Reactor Size of Passive Reactivity Shutdown and Control Performance//Nuclear Science and Engineering: 103, 122-195 (1989).
8. Орлов В.В., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г. и др. Свинцовый теплоноситель как составляющая естественной безопасности: Материалы международного семинара «Быстрый реактор и топливный цикл естественной безопасности для крупномасштабной энергетики. Топливный баланс, экономика, безопасность, отходы, нераспространение». Доклад №11. - М.: Министерство РФ по атомной энергии, 2000. - С. 1-6.
9. Ран Ф., Адамантиадес А., Кентон Дж., Браун Ч. Справочник по ядерной энерготехнологии: Пер. с англ./Под ред. В.А.Легасова. - М.: Энергоатомиздат, 1989.
10. Громова А.И., Кузнецова В.Н., Морозова И.К. и др. Коррозионная стойкость реакторных материалов. Справочник/Под ред. В.В. Герасимова. - М.: Атомиздат, 1966.
11. Dutt D.S. and Cox C.M. Failure Experience in Refractory Alloy-Clad Pins Applicable for Space Nuclear Power//American Nuclear Society, New Orleans, Louisiana, USA, 1984.
12. Dutt D.S. Performance Testing of Refractory Alloy-Clad Fuel Element for Space Reactors: Proc. 20-th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf. (Miami Beach, FL, USA, 1985).
13. Кузьмин А.М., Окунев В.С. Использование вариационных методов для решения задач обеспечения и обоснования естественной безопасности реакторов на быстрых нейтронах. - М.: МИФИ, 1999.
14. JEF-PC. Version 2.0. O.E.C.D./NEA Data Bank. 12, Bld des Iles, 92130 Issy-Les-Moulineaux, FRANCE. 1997.

Поступила в редакцию 26.10.2001

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ ОБЛУЧЕННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

С.Г. Олейник* , В.А. Болтенков**

* *ВНИИАЭС*

** *Одесский национальный политехнический университет*



Предложена структурная схема системы для контроля выгорания ОЯТ в реальном масштабе времени. Промоделировано формирование поля интенсивности гамма-излучения от контролируемой ТВС в произвольной точке расположения детектора. Определены зоны ТВС, контролируемые одним гамма-детектором. Материалы статьи могут служить основанием для выбора оптимальной конфигурации гамма-детекторов при решении различных технологических задач, связанных с оценкой глубины выгорания ОЯТ.

СТРУКТУРА СИСТЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ

Перевод реакторов ВВЭР-440 на тепловыделяющие сборки (ТВС) с начальным обогащением 4,4% по ^{235}U (вместо использовавшихся ранее ТВС с начальным обогащением 3,6%) обусловил проблему загрузки облученного ядерного топлива (ОЯТ) в транспортные контейнеры ТК-6 транспортного упаковочного комплекта (ТУК). Транспортировка ОЯТ в ТУК ТК-6 согласно [1] может осуществляться только при условии неперевышения эффективным коэффициентом размножения значения 0,95. В связи с этим возникла необходимость контроля глубины выгорания ОЯТ непосредственно перед загрузкой его в ТУК ТК-6 [2].

Не менее важной задачей, требующей контроля выгорания ОЯТ, является организация сухих хранилищ ОЯТ (СХОЯТ). Согласно требованиям пп.6.2.2 и 6.3.3 [1] необходимо проводить контроль выгорания облученных ТВС непосредственно перед их загрузкой в многоместную герметичную корзину (МГК).

Поскольку в настоящее время на АЭС отсутствуют системы экспрессного контроля выгорания ОЯТ, их создание и внедрение в эксплуатацию является важной научно-практической задачей. Один из путей решения этой задачи - построение системы контроля выгорания, основанной на измерении собственного гамма-излучения облученной ТВС. Гамма-спектрометрия дает возможность идентифицировать продукты деления по их пикам в гамма-спектре и по отношению активностей реперных изотопов рассчитать выгорание ОЯТ без предварительного знания времени его выдержки и начального обогащения. Оптимальным с точки зрения минимизации временных затрат является измерение гамма-спектров облученных ТВС непосредственно в процессе выполнения транспортно-технологических операций (ТТО) [3]. Поскольку время

ТТО регламентировано достаточно жестко, операции по определению глубины выгорания ядерного топлива (ЯТ) должны быть согласованы с временным графиком ТТО. Поэтому основным критерием при построении структуры системы определения выгорания должна быть выбрана ее работоспособность в режиме реального времени. За время извлечения перегрузочной машиной одной ТВС система должна обеспечить измерение ее собственного гамма-излучения, провести амплитудный анализ импульсов счета, осуществить обработку спектра собственного гамма-излучения, рассчитать характеристики выгорания ЯТ и занести их в базу данных. Работу системы в таком режиме будем называть далее работой в режиме реального времени; при этом соблюдается основной принцип построения систем реального времени – темп поступления входных данных в систему (характеристик собственного гамма-излучения топливной сборки) должен соответствовать темпу формирования выходных данных системы (характеристик состояния облученного ЯТ).

Структура системы, построенной на основании сформулированного выше критерия реального времени, представлена на рис. 1. Основным элементом системы, регистрирующим собственное гамма-излучение ТВС, является набор детекторов гамма-излучения. В [4] показано, что наиболее подходящими для контроля глубины выгорания ОЯТ являются полупроводниковые детекторы на основе CdZnTe. Наш опыт применения различных детекторов позволил остановиться на детекторах типа SDP310/LC/20S фирмы Ritesc. С точки зрения совмещения транспортно-технологических операций и контроля выгорания ОЯТ наиболее целесообразным представляется размещение детекторов на рабочей штанге перегрузочной машины (ПМ). Количество и угловое размещение детекторов относительно контролируемой ТВС остается одним из ключевых вопросов построения системы.

Система из n детекторов, образующая блок детектирования, должна осуществить регистрацию собственного излучения ОЯТ в процессе извлечения ТВС и преобразовать его в электрические сигналы для последующей передачи на амплитудный анализатор.

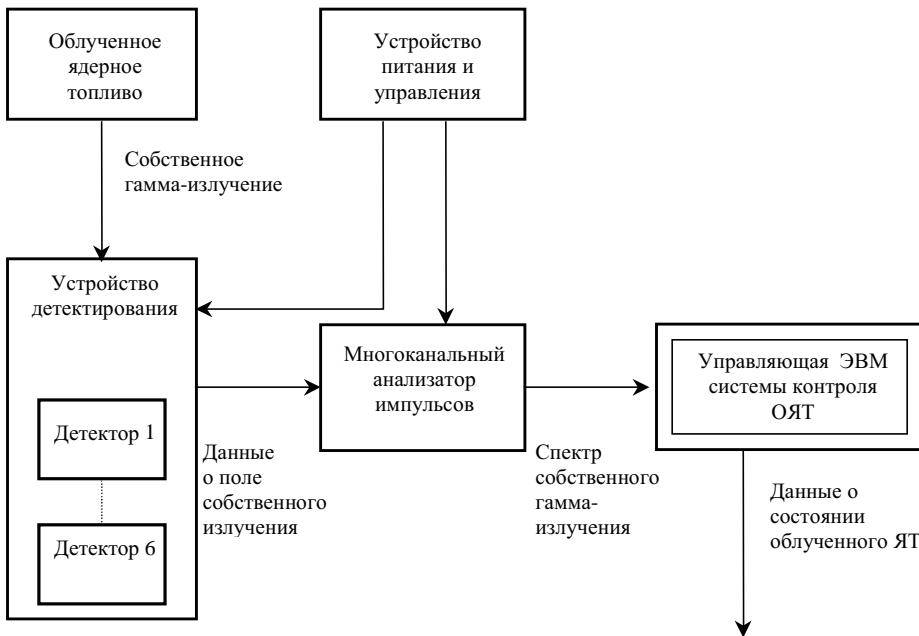


Рис.1. Структурная схема системы определения глубины выгорания облученного ЯТ

В АСУ ТП АЭС

Многоканальный амплитудный анализатор должен осуществлять функции накопления, обработки и последующей передачи на вычислительную и управляющую ЭВМ информации о распределении импульсов счета от детекторов по амплитудам, т.е. первичного (необработанного) гамма-спектра. Проведена сравнительная оценка характеристик анализаторов фирм Amptec, EG&G Ortec и GBS. С точки зрения выполнения сформулированного выше критерия реального времени целесообразно выбрать анализатор МСА 116 фирмы GBS. При использовании большого числа детекторов скорость счета может получиться достаточно высокой, поэтому в этом случае необходимо применить два или более амплитудных анализаторов. Поскольку никакой из серийно выпускаемых анализаторов не обеспечивает селекцию формы импульса при больших нагрузках, разработан также амплитудный анализатор собственной конструкции [5].

Далее необходимо осуществить в полученных спектрах поиск пиков полного поглощения, определение площади пиков, определение интенсивности излучения в пике полного поглощения, собственно расчет глубины выгорания ОЯТ контролируемой ТВС и ведение базы данных. Эти функции возлагаются на управляющую ЭВМ системы определения глубины выгорания. Для обеспечения режима реального времени предполагается в качестве управляющей ЭВМ использовать персональный компьютер в промышленном исполнении, который вполне в состоянии обеспечить выполнение перечисленных выше задач в режиме реального времени. При необходимости управляющий компьютер должен передать требуемые данные о состоянии ядерного топлива в АСУ ТП АЭС в стандартном протоколе.

Для нормального функционирования блока детектирования и амплитудного анализатора система должна включать устройство питания и управления, обеспечивающее подачу на указанные устройства требуемых напряжений питания и сигналов синхронизации их работы.

Если функционирование узлов и блоков системы (начиная с амплитудного анализатора и далее по структурной схеме) моделировалось ранее [5] или определено техническими характеристиками применяемых устройств и блоков, то процесс формирования полей собственного гамма-излучения ТВС в точке расположения детектора (т.е. процесс формирования и сбора первичной информации детектором) ранее не исследовался. Этот процесс представляет большой научный и практический интерес в плане оптимизации числа детекторов и их расположения относительно контролируемой ТВС. Поэтому в данной статье приведены результаты имитационного моделирования системы контроля выгорания ОЯТ на этапе формирования и регистрации первичной информации о собственном гамма-излучении ТВС.

ЗАДАЧИ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Имитационное моделирование осуществлялось для тепловыделяющей сборки реактора ВВЭР-1000 с учетом ее конкретной геометрии.

Источником собственного гамма-излучения является каждый твэл топливной сборки. С учетом конструкции ТВС и большого количества заполняющих ее твэлов можно определенно утверждать, что суммарное поле интенсивности гамма-излучения в возможных точках расположения детекторов будет формироваться достаточно сложным образом.

Следует ожидать выраженной угловой зависимости интенсивности гамма-излучения в точке контроля и неравномерности вкладов отдельных твэлов в суммарное поле. Теоретически описать процесс формирования суммарного поля не представляется возможным. Поэтому средством исследования основных закономерностей, наблюдающихся при контроле интенсивности собственного гамма-излучения от ТВС в целом,

было выбрано имитационное моделирование.

Если отдельные конструкции топливных сборок уже исследовались путем моделирования, в частности ТВС реактора ВВР, имеющая значительно более простую конструкцию [6], то подобные исследования для топливной кассеты ВВЭР-1000 нам не известны. Представляет интерес решение ряда задач:

- оценка вкладов отдельных твэлов в общую интенсивность гамма-излучения в точке размещения детектора;
- анализ закономерностей изменения интенсивности различных продуктов деления (ПД) при различных угловых положениях детектора;
- исследование влияния на результирующую интенсивность гамма-излучения ПД неравномерного распределения их гамма-активности по ТВС;
- анализ измеренной интенсивности полей отдельных ПД или отношения измеренных интенсивностей с учетом эффективности регистрации детектора;
- оценка зон контроля, охватываемых одним детектором при его определенном расположении; рекомендации по количеству требуемых детекторов и их размещению относительно ТВС.

ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

При расположении детектора в n -ой точке наблюдения на расстоянии R_n от оси ТВС интенсивность гамма-излучения i -го изотопа ПД с энергией E_γ в точке расположения детектора равна

$$I_n^{i\gamma} = \sum_m A_{mi} k_{i\gamma} w_{mn}, \quad (1)$$

где A_{mi} - активность i -го изотопа для m -го твэла с учетом реального выгорания; $k_{i\gamma}$ - внешний выход γ -й гамма-линии для i -го изотопа; w_{mn} - коэффициент вклада m -го твэла в интенсивность гамма-излучения i -го изотопа с энергией, учитывающий эффекты ослабления при распространении гамма-пучка от m -го твэла до n -ой точки наблюдения, $m=1, \dots, 312$.

Измеренная интенсивность (скорость счета) будет существенно меньше из-за малых размеров чувствительной области детектора. В связи с этим наблюдается выраженная зависимость эффективности регистрации от энергии регистрируемых гамма-квантов, которую можно учесть, вводя эффективность регистрации детектора $\varepsilon(E_\gamma)$ для изотопа с энергией E_γ . Измеренная интенсивность гамма-излучения i -го изотопа с энергией E_γ выражается в виде

$$I_n^{i\gamma mes} = \sum_m A_{mi} k_{i\gamma} w_{mn} \varepsilon(E_\gamma). \quad (2)$$

В дальнейшем в данном разделе индексы $i\gamma$ будем опускать, поскольку речь идет об интенсивности гамма-излучения в точке регистрации именно i -го изотопа с энергией E_γ , т.е. при моделировании считается, что пики гамма-спектра выделены и обработаны.

Ослабление при распространении гамма-излучения, главным образом, связано с двумя физическими механизмами:

- с геометрическим ослаблением, связанным с пространственным расхождением пучка:

$$P_{geom} = \frac{S_{det}}{4\pi R_{mn}^2}, \quad (3)$$

где S_{det} - активная площадь детектора; R_{mn} - расстояние от центра m -го твэла до n -ой

точки расположения детектора.

• с физическим ослаблением гамма-излучения при прохождении через различные среды (в частности, при прохождении через UO_2 в других твэлах, находящихся на пути гамма-пучка к детектору, в их циркониевых оболочках, а также в воде, как внутри ТВС, так и вне ее). Физическое ослабление излучения от m -го твэла выражается как

$$P_{phys} = \exp\left(-\sum_l \mu_l l_l\right), \quad (4)$$

где μ_l - линейные коэффициенты ослабления гамма-квантов с энергией E_γ для соответствующих сред (они представлены в различных справочных источниках; авторы, в частности, использовали электронный справочник XCOM: Photon Cross Sections Database / National Institute of Standards and Technology-Gaithersburg, MD 20899, 1996); l_l - длина пробега гамма-излучения в среде типа l (воде, двуокиси урана и цирконии).

Таким образом, коэффициент вклада m -го твэла для n -го положения детектора, связанный с ослаблением, равен

$$W_{mn} = \frac{S_{det}}{4\pi R_{mn}^2 \exp\left(\sum_l \mu_l l_l\right)}. \quad (5)$$

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОЧКЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ ДЕТЕКТОРА

При решении задачи о моделировании интенсивности гамма-излучения от ТВС в точке расположения детектора введен ряд допущений.

1. Задача рассматривается в плоском сечении топливной сборки и твэлов, т.е. вертикальная неравномерность распределения активности ПД по твэлам не учитывается.

2. Твэл рассматривается как однородный цилиндр, имеющий активность A_m .

3. Краевые эффекты рассеяния гамма-пучка на ребрах, дистанционирующих решетках и других конструкционных элементах ТВС не учитываются.

4. Поскольку практический интерес представляют достаточно большие удаления детектора от оси ТВС (порядка 25 см), не учитываются геометрические эффекты коллиматора. На указанных расстояниях сборка видна из точки расположения детектора под достаточно малым углом. Поэтому можно считать, что практически весь пучок проходит через коллиматор без геометрических потерь.

5. Оценочные расчеты показывают, что при толщине циркониевой оболочки твэла 0,65 мм ослаблением гамма-пучка в циркониевом сплаве можно пренебречь по сравнению с ослаблением в двуокиси урана и в воде.

Для решения задачи введена прямоугольная система координат XOY с началом координат в геометрическом центре ТВС (рис. 2). Все твэлы и отверстия для стержней пронумерованы по горизонтальным рядам начиная с верхнего левого. Координаты каждого твэла или стержневого отверстия (x_m, y_m) легко находятся исходя из правильной треугольной симметрии конструкции с периодом 12,75 мм.

Координаты детектора, первоначально заданные в полярных координатах (ρ, θ) (полюс совпадает с началом координат O , угол θ отсчитывается против часовой стрелки), пересчитываются в прямоугольные (x_0, y_0) . Дальнейшие этапы расчета таковы.

1. Для каждого n -го положения детектора (x_{0n}, y_{0n}) и каждого m -го твэла с коор-

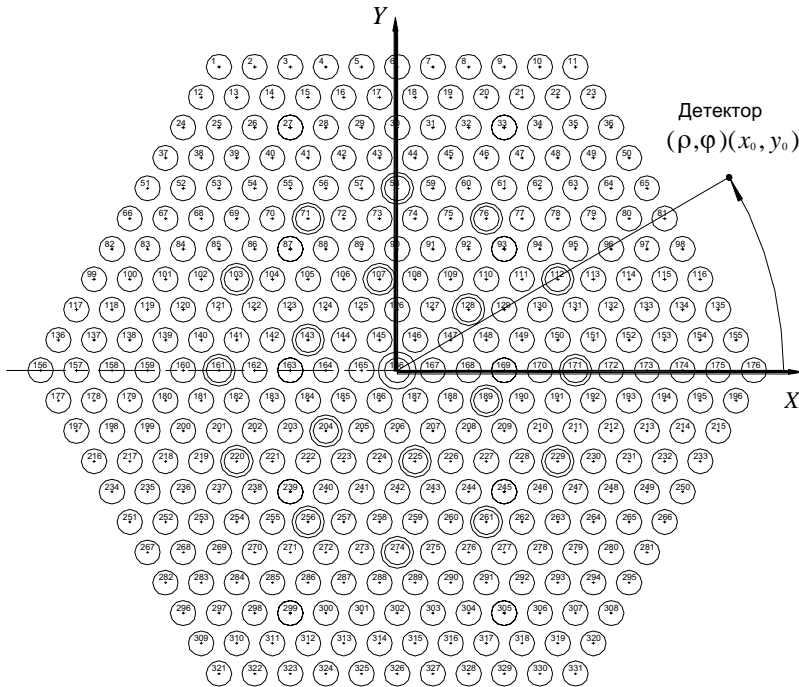


Рис.2. Картограмма ТВС. Геометрия задачи

динатой центра (x_m, y_m) находится уравнение прямой, проходящей через точку расположения детектора и центр m -го твэла,

$$Ax + By + C = 0; \tag{6}$$

коэффициенты этой прямой определяются соотношениями [7]

$$A = -(y_{0n} - y_m), \tag{7}$$

$$B = x_{0n} - x_m, \tag{8}$$

$$C = -y_m(x_{0n} + x_m) + x_m(y_{0n} + y_m). \tag{9}$$

2. Для каждого j -го твэла с координатами центра (x_j, y_j) , через который проходит гамма-излучение от твэла m , рассчитываются расстояния по нормали от его центра до прямой $Ax + By + C = 0 - d_j$:

$$d_j = \frac{Ax_j + By_j + C}{\sqrt{A^2 + B^2}}. \tag{10}$$

3. Определяются твэлы, через которые проходит излучение от данного твэла на пути к детектору. Эти твэлы должны удовлетворять двум условиям:

- попадать в “коридор”, равный радиусу твэла (0,455 см);
- находиться от детектора на расстоянии, не большем, чем излучающий твэл, т.е. такие твэлы должны удовлетворять следующим условиям:

$$d_j \leq 0,455. \tag{11a}$$

$$\sqrt{(x_j - x_{0n})^2 + (y_j - y_{0n})^2} \leq \sqrt{(x_m - x_{0n})^2 + (y_m - y_{0n})^2}. \tag{11b}$$

4. Для каждого из твэлов, находящихся на пути гамма-пучка, определенных в п. 3, находится длина траектории в материале, заполняющем твэл:

$$L_j = 2\sqrt{R^2 - d_j^2}, \quad (12)$$

где R - радиус твэла, d_j - расстояние по нормали от центра твэла до линии $Ax+By+C=0$.

5. Если среди твэлов, найденных по условиям п.3, есть стержневые отверстия, длины траекторий в них исключаются из массива $\{L_j\}$.

6. Для всех твэлов, удовлетворяющих условиям (11а), (11б), находится сумма L_j , которая представляет собой суммарную длину траектории в UO_2 . Тогда суммарное ослабление гамма-излучения от единичного m -го твэла на пути к детектору в UO_2 составит

$$P_{UO_2}^{(m)} = \exp\left(-\mu_{UO_2} \sum_j L_j\right). \quad (13)$$

7. Общая длина траектории гамма-пучка от излучающего твэла до детектора равна

$$\sqrt{(x_m^2 - x_{0n}^2)^2 + (y_m^2 - y_{0n}^2)^2}. \quad (14)$$

8. Длина траектории в воде (как внутри сборки, так и вне ее) составит:

$$\sqrt{(x_m^2 - x_{0n}^2)^2 + (y_m^2 - y_{0n}^2)^2} - \sum_j L_j, \quad (15)$$

а суммарное ослабление в воде соответственно равно

$$P_{H_2O}^{(m)} = \exp\left(-\mu_{H_2O} \left(\sqrt{(x_m^2 - x_{0n}^2)^2 + (y_m^2 - y_{0n}^2)^2} - \sum_j L_j\right)\right). \quad (16)$$

9. Вклад каждого m -го твэла рассчитывается как

$$W_{mn} = \frac{S_{det}}{4\pi R_{mn}^2} \cdot P_{UO_2}^{(m)} \cdot P_{H_2O}^{(m)}. \quad (17)$$

10. Задается моделируемое распределение активности по твэлам (с учетом выгорания) внутри ТВС A_m ($m = 1, \dots, 312$) и рассчитывается интенсивность излучения в n -й точке расположения детектора:

$$I_n = \sum_m A_m W_{mn}. \quad (18)$$

11. Путем получения углового распределения интенсивности моделируется перемещение детектора по окружности, для этого организуется цикл по угловой координате детектора θ с шагом $\Delta\theta$.

Предложенный алгоритм моделирования интенсивности гамма-излучения с учетом реальной геометрии топливной сборки и измерительной задачи является разработкой, отличающейся от подобных алгоритмов, применявшихся ранее (см., например, [6]) вычислительной простотой, т.к. не требует поворотов системы координат. В частности, время счета по данному алгоритму в 35-40 раз меньше, чем по алгоритму, использующему повороты системы координат, при тех же требованиях к памяти компьютера. Моделирование осуществлялось в программной среде Microsoft Visual C++ и в системе Matlab 5.2.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование распределения активности ПД по сечению ТВС

Моделирование интенсивности гамма-излучения ТВС в точке расположения гамма-детектора проводилось для двух видов распределения активности ПД внутри сборки, имитирующих реальное выгорание ЯТ с максимальной неравномерностью по се-

чению 25% (симметричного и несимметричного).

Симметричное распределение моделировалось в соответствии с выведенным на основании анализа материалов [8] эмпирическим соотношением

$$A_m = (-5,84 \cdot 10^{-4} x_m^2 + 3,9 \cdot 10^{-3} x_m + 1,14)(-1,2 \cdot 10^{-3} y_m^2 - 6,1 \cdot 10^{-3} y_m + 1,15), \quad (19)$$

где (x_m, y_m) - координаты m -го твэла ТВС; $m = 1, \dots, 312$.

Распределение (19) имеет на оси сборки максимум активности ПД, равный примерно 1,25 по отношению к активности твэлов, находящихся на краях ТВС.

Несимметричное распределение со смещенным максимумом активности в районе расположения 248-го твэла моделировалось по эмпирической формуле, выведенной на основании анализа материалов [8]:

$$A_m = 0,6 \exp(-0,0012 r_m^2) + 0,7, \quad (20)$$

где $r_m = \sqrt{(x_m - x_{248})^2 + (y_m - y_{248})^2}$; (x_m, y_m) - координаты m -го твэла ТВС, $m = 1, \dots, 312$; (x_{248}, y_{248}) - координаты 248-го твэла.

Распределение (20) имеет максимум активности на оси 248-го твэла, равный примерно 1,25 по отношению к минимальной активности твэлов в сборке.

Максимальная неравномерность гамма-активности твэлов в пределах ТВС, равная примерно 25%, экспериментально подтверждена путем разрушающего контроля облученных ТВС [8].

Анализ коэффициентов вкладов твэлов w_{mn}

Коэффициенты вкладов твэлов w_{mn} рассчитывались по соотношению (17) для всех изотопов - продуктов деления, выбранных в качестве реперных для оценки выгорания ОЯТ и для различных положений детектора. Анализ полученных в результате моделирования коэффициентов w_{mn} позволил установить определенные закономерности.

1). Коэффициенты вкладов обладают заметной угловой зависимостью, что связано с различными длинами пробега гамма-пучка при различных угловых положениях детектора. Следует отметить, что для изотопов с энергией гамма-квантов выше 802 кэВ угловая зависимость коэффициентов вклада выражена слабее, чем для изотопов с более низкой энергией. Это объясняется меньшим поглощением m на высоких энергиях и соответственно большей проникающей способностью гамма-излучения.

2). В связи с малым затуханием гамма-излучения высоких энергий весовые вклады твэлов на высоких энергиях относительно равномерны за исключением твэлов, находящихся на оси симметрии при расположении детектора под углами, соответствующими ребрам сборки. В последнем случае гамма-пучок от крайнего дальнего твэла пробегает максимально возможное число твэлов - 18 и 3 стержневых отверстия, заполненных водой.

3). Вклады от твэлов на низких энергиях сильно разнятся по сечению ТВС; так для ближних к детектору и наиболее удаленных твэлов разница вкладов по величине может достигать 4-х порядков. В связи с этим на формирование интенсивности излучения в точке расположения детектора оказывает влияние лишь часть твэлов, ближних к детектору.

4). Угловые зависимости коэффициентов вкладов на низких энергиях сильно выражены и очень разнятся для различных углов расположения детектора. В частности для углов расположения детектора, соответствующих серединам граней, наблюдается сильное затухание по нескольким путям пробега, что выражается в появлении на картине коэффициентов вклада нескольких характерных «хребтов». Для уг-

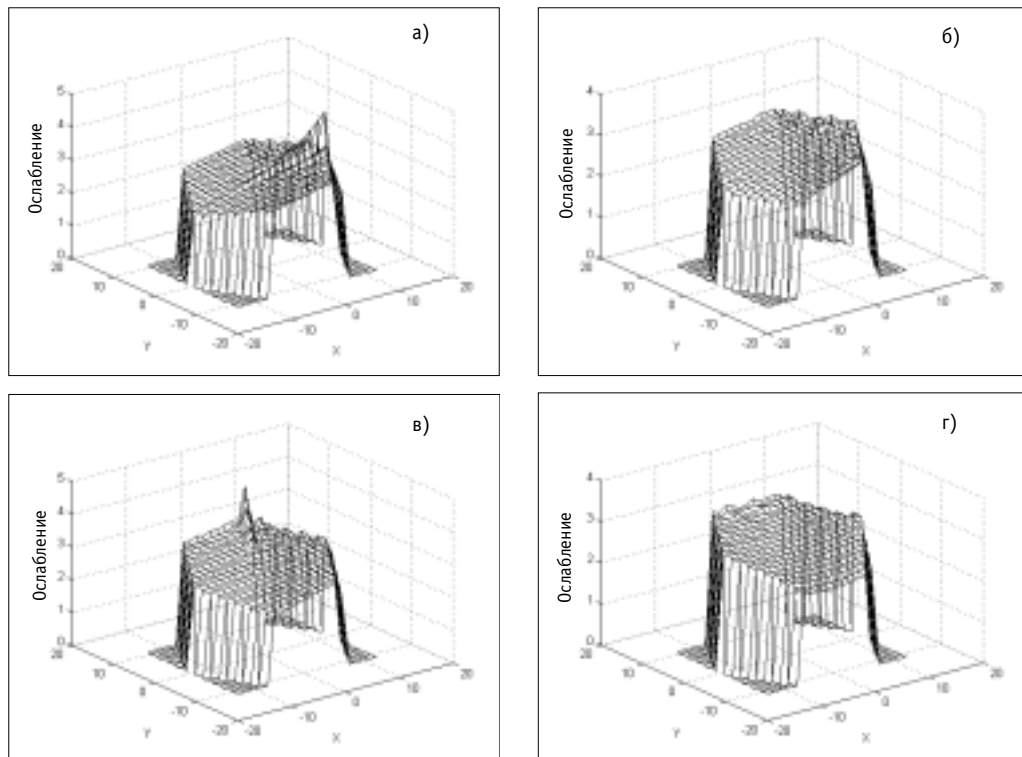


Рис. 3. Коэффициенты вкладов твэлов для ^{134}Cs (1365 кэВ) для углов расположения детектора: а) - 0° , б) - 30° , в) - 60° , г) - 90°

лов, соответствующих ребрам ТВС, такого явления не наблюдается.

5). Среди коэффициентов вкладов отсутствуют резко отличающиеся по значению от остальных (так называемые «прострелы», которые имеют место при оценке коэффициентов вклада в топливной сборке реактора ВВЭР [6]). Это объясняется более плотной геометрией рассматриваемой ТВС ВВЭР-1000 - невозможно проникновение излучения от любого твэла к детектору без пересечения с другими твэлами, за исключением двух-трех рядов, ближних к детектору.

Типичные картины коэффициентов вклада, иллюстрирующие сказанное выше, приведены на рис. 3, 4. Для удобства интерпретации на рис.3,4 показано ослабление излучения отдельных твэлов (величина, обратная w_{mn}) в логарифмическом масштабе.

Анализ результатов моделирования интенсивности гамма-излучения ПД в точке расположения детектора

Моделирование интенсивности гамма-излучения в точке расположения детектора по описанному выше алгоритму производилось для установления основных закономерностей формирования полей интенсивности с целью выработки рекомендаций по выбору количества детекторов и их расстановки вокруг измеряемой ТВС. Моделирование осуществлялось для расстояния от оси сборки до детектора $R=22,5$ см, которое соответствует проекту реальной измерительной системы и определяется габаритами рабочей штанги ПМ.

Поскольку для определения выгорания представляют реальный интерес отношения измеренных интенсивностей различных изотопов [3], промоделированы отношения интенсивностей различных ПД с учетом эффективности регистрации по соотношению (2). При этом эффективность регистрации рассчитывалась по соотношению

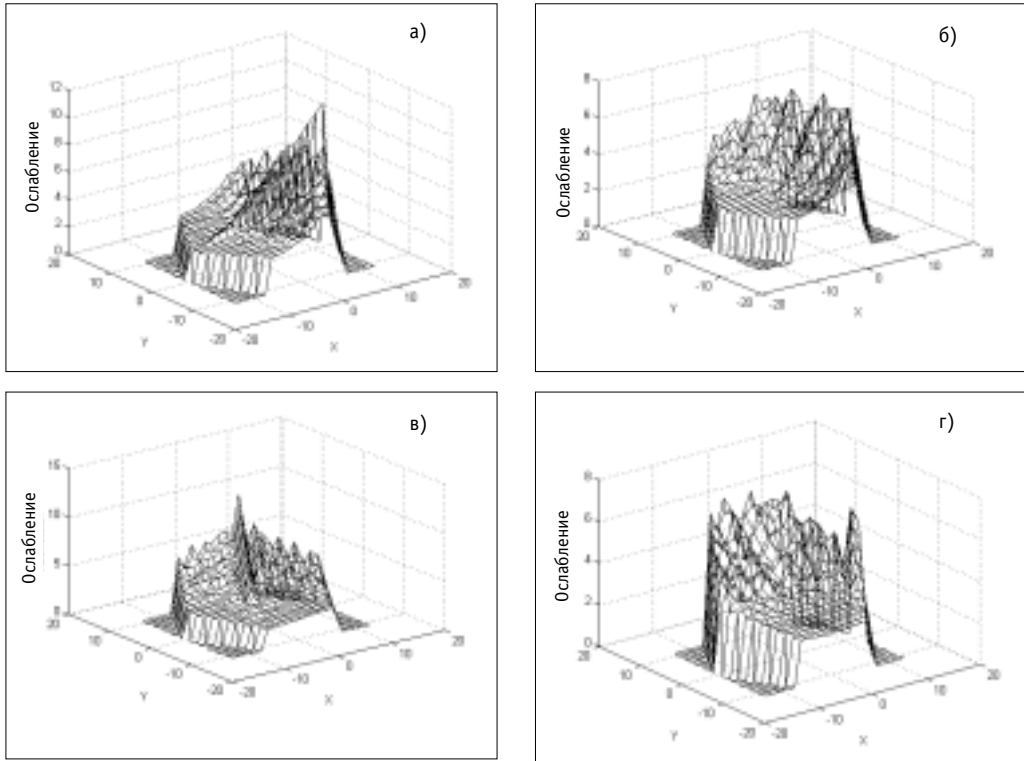


Рис.4. Коэффициенты вкладов трэлов для ^{134}Cs (569 кэВ) для углов расположения детектора: а) - 0° , б) - 30° , в) - 60° , г) - 90°

$$\epsilon(E_\gamma) = 0,0092 \cdot \exp(-0,00558E_\gamma), \quad (21)$$

где E_γ - энергия γ -й линии i -го изотопа. Формула (21) получена эмпирическим путем с достоверностью аппроксимации $R^2 = 0,956$ [4]. Отметим, что для обоих моделируемых распределений активности по сечению ТВС (19) и (20) результаты моделирования качественно совпадают.

На рис. 5 представлено промоделированное отношение измеренных интенсивностей ПД ^{106}Rh (511 кэВ) и ^{137}Cs (661 кэВ) в зависимости от угла наблюдения. Анализ графика показывает, что на серединах граней имеются провалы величиной до 3,5% от среднего хода кривой, а точкам ребер ТВС соответствуют осциллирующие максимумы. Разброс точек графика по отношению к его среднему значению не превосходит 6,5%. Основная угловая зависимость, связанная с неравномерностью активности (20), практически сглажена.

По мере увеличения энергии изотопа, интенсивность которого относим к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ), описанная угловая зависимость сглаживается (рис. 6). В частности для верхней кривой отношения измеренных интенсивностей ^{134}Cs (604 кэВ) и ^{137}Cs (661 кэВ) разброс точек графика не превосходит 1,8% от среднего, а минимумы, максимумы и осцилляции таковы, что их анализ практического значения не имеет.

Качественно иной вид имеет картина зависимости отношения измеренной интенсивности изотопов средних (795-802 кэВ) и высоких (1004-1365 кэВ) энергий к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ) (рис.7). На серединах ребер наблюдаются двухмодальные максимумы, величина которых растет с увеличением энергии изотопа, интенсивность которого мы относим к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ). Для ^{154}Eu (1274 кэВ)

величина максимума доходит до 3%; наблюдается также более выраженная основная угловая зависимость относительной интенсивности, связанная с неравномерностью активности по ТВС, определяемая средним наклоном кривой.

Анализ зон охвата площади ТВС одним детектором

С точки зрения выбора количества детекторов, необходимых для решения конкретной технико-экономической задачи, связанной с определением выгорания, представляет интерес ответ на вопрос, какую часть (зону) ТВС контролирует один детектор, в связи с этим были количественно проанализированы коэффициенты вкладов отдельных твэлов в интенсивность на детекторе. Анализ производился для углов, соответствующих серединам граней ТВС и ее ребрам для различных изотопов ПД. Результаты анализа представлены в табл. 1, 2.

В таблицах приведены количество твэлов, охватываемых одним детектором; процент охвата 60-градусного сектора ТВС, прилегающего к детектору; процент охвата сборки в целом. Под допустимой неравномерностью учета коэффициентов вкладов понимается процентное отклонение коэффициента вклада твэла, включаемого в зону охвата, от максимального значения коэффициента вклада w_0 , который имеет твэл (или ряд твэлов), ближний к детектору.

В частности, при допустимой неравномерности 25% в зону охвата включались все m -е твэлы, коэффициенты вклада которых удовлетворяют условию

$$w_m > 0,75w_0; \quad (22)$$

при допустимой неравномерности 40% условие включения m -го твэла в зону охвата

$$w_m > 0,60w_0; \quad (23)$$

наконец, для допустимой неравномер-

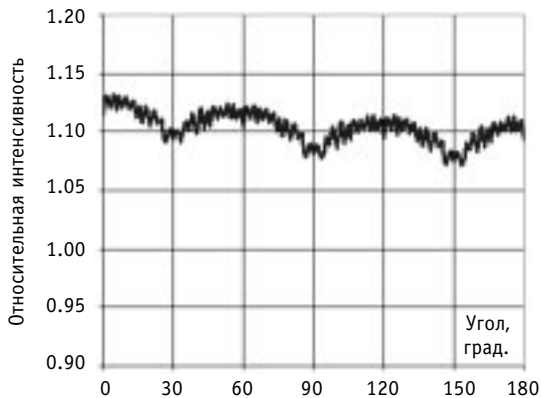


Рис.5. Угловая зависимость отношения интенсивностей ^{106}Rh (511 кэВ) и ^{137}Cs (661 кэВ)

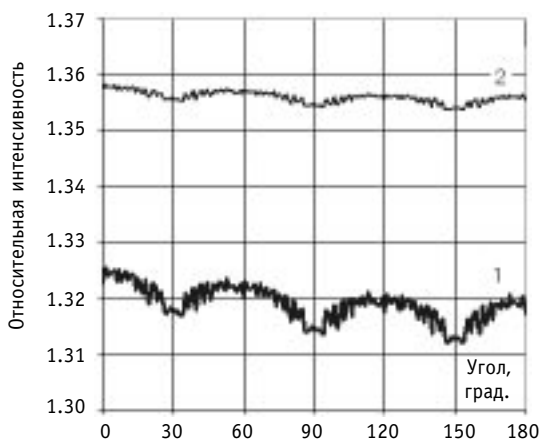


Рис.6. Угловая зависимость отношения интенсивности ^{134}Cs (604кэВ) к интенсивности ^{137}Cs (661кэВ) (1) и угловая зависимость отношения интенсивности ^{106}Rh (622кэВ) к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ) (2)

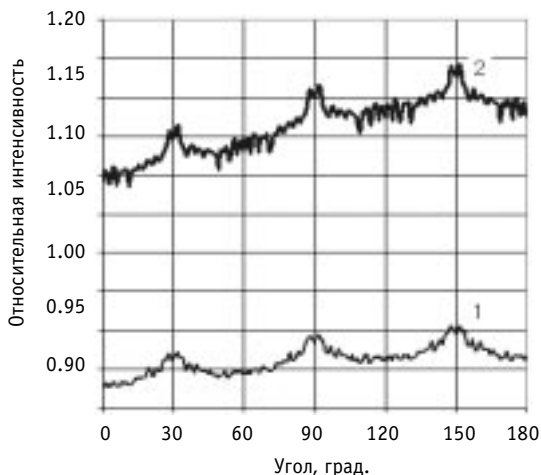


Рис.7. Угловая зависимость отношения интенсивности ^{134}Cs (802 кэВ) к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ) (1) и угловая зависимость отношения интенсивности ^{154}Eu (1274 кэВ) к интенсивности ^{137}Cs (661 кэВ) (2)

Таблица 1

Зоны перекрытия ТВС одним детектором, расположенным напротив середины грани

Изотопы ПД	Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 25%			Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 40%			Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 50%		
	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС
Cs134 (1365 кэВ)	34	62	10,4	57	100*	17,3	73	100*	22,1
Cs134 (802 кэВ)	32	58	9,7	55	89	16,7	68	100*	20,6
Cs134 (604 кэВ)	32	58	9,7	49	87	14,9	63	100*	19,1
Cs134 (563 кэВ)	32	58	9,7	48	87	14,6	62	100*	18,8
Cs137 (661 кэВ)	31	56	9,4	51	93	15,5	63	100*	19,1

* - с перекрытием части соседних секторов

Таблица 2

Зоны перекрытия ТВС одним детектором, расположенным напротив ребра

Изотопы ПД	Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 25%			Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 40%			Допустимая неравномерность учета коэффициентов вкладов 50%		
	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС	к-во твэлов	% 60 ⁰ сектора	% пл. ТВС
Cs134 (1365 кэВ)	17	31	5,2	33	60	10,0	41	75	12,0
Cs134(802 кэВ)	13	24	4,0	31	56	9,4	41	75	12,0
Cs134(604 кэВ)	11	20	3,3	27	49	8,2	37	67	9,4
Cs134(563 кэВ)	9	16	2,7	23	42	7,0	31	56	11,8
Cs137(661 кэВ)	13	24	4,0	29	53	8,8	39	71	19,1

ности 50% условие включения m -го твэла в зону охвата

$$w_m > 0,5w_0. \tag{24}$$

Рассматривать допустимую неравномерность коэффициентов вклада, меньшую 25%, не имеет смысла. Как указывалось выше, коэффициенты вкладов сильно разнятся по величине, и условию, более жесткому, чем (22), как показывает анализ, удовлетворяет очень малое число твэлов.

Анализ данных табл. 1 и 2 позволяет сделать следующие выводы:

- для всех изотопов ПД и для всех рассмотренных погрешностей зона перекрытия ТВС одним детектором, расположенным напротив середины грани, существенно выше, чем детектором, расположенным напротив ребра ТВС;
- при расположении детектора на середине грани зона охвата слабее зависит от энергии изотопов ПД, чем при расположении детектора напротив ребра; это объясняется большей длиной пробега гамма-лучей в материале ТВС во втором случае и соответственно большим ослаблением для изотопов с малой энергией;
- с допустимой неравномерностью учета коэффициентов вкладов 40%, которую

можно считать вполне приемлемой, и с использованием контроля по ^{134}Cs (1365 кэВ) детектор, расположенный на середине грани ТВС, позволяет полностью перекрыть прилегающий к нему сектор, т.е. применение шести детекторов, размещенных напротив середин граней, позволяет перекрыть зоной контроля всю площадь сечения топливной сборки.

Данные табл. 1, 2 могут служить основанием для выбора оптимального размещения детекторов и их числа в конкретной практической задаче.

Приведем иллюстративные примеры оценок зон охвата с помощью табл. 1, 2.

1). Пусть 3 детектора размещены на серединах нечетных (или четных) граней ТВС, и контроль осуществляется по изотопу ^{134}Cs (1365 кэВ). С допустимой неравномерностью учета коэффициентов вклада 25% контролем будет перекрыто 31,2% площади ТВС, с неравномерностью 40% будет перекрыто 51,9% площади сечения и с неравномерностью 50% - 66,3% площади. Отметим, что зоны перекрытия находятся под углами 120° , т.е. контроль осуществляется по принципу «сектор через сектор».

2). Если использовать три детектора, размещенных напротив нечетных (или четных) ребер при том же реперном изотопе, зоны перекрытия соответственно составят для 25% допустимой неравномерности - 15,6%, для 40% допустимой неравномерности - 30,0%, для 50% допустимой неравномерности - 36,0% (контроль по принципу «сектор через сектор»).

3). При том же реперном изотопе 6 детекторов, расположенных по центрам граней, с допустимой погрешностью 25% перекрывают 61,2% площади ТВС. Если расположить еще 6 детекторов напротив ребер, зона контроля увеличивается до 92,4%.

Отметим два обстоятельства, которые необходимо учитывать при пользовании табл. 1,2.

Во-первых, расчеты по данным таблиц являются оценочными, т.к. при больших значениях зон охвата (более 1/6 от общей площади ТВС) для одновременного размещения детекторов по серединам граней и по ребрам зоны их контроля могут перекрываться, в этом случае оценка, полученная по таблицам, будет завышенной, поэтому требуется проводить уточненный расчет по имитационной программе.

Во-вторых, зоны охвата следует оценивать для конкретных реперных изотопов. Поскольку для определения выгорания используется отношение интенсивностей двух изотопов ПД, расчет зоны контроля нужно проводить по реперному изотопу с наибольшим ослаблением, и т.к. обычно это ^{137}Cs (661 кэВ), следует пользоваться нижними строками таблиц.

ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В статье предложена структурная схема системы определения глубины выгорания ОЯТ. Поскольку наиболее актуальным для моделирования является процесс формирования и сбора первичной информации о собственном гамма-излучении контролируемой ТВС, разработан экономичный алгоритм моделирования интенсивности поля гамма-излучения в произвольной точке расположения детектора. Алгоритм основан на расчете интенсивности в точке наблюдения как суммы интенсивностей излучения отдельных твэлов с учетом их коэффициентов вклада. Алгоритм учитывает физическое ослабление в материалах компонентов ТВС и водной среде бассейна перегрузки для соответствующих энергий гамма-излучения ПД, а также геометрическое ослабление. Алгоритм разработан для конкретной геометрии топливной сборки ВВЭР-1000.

Проведено имитационное моделирование коэффициентов вкладов отдельных твэлов ТВС в результирующую интенсивность гамма-излучения в точке расположения детектора. Показано, что при низких энергиях гамма-излучения ПД коэффициенты вкладов отдельных твэлов имеют выраженную угловую зависимость и сложную струк-

туру внутри ТВС.

Промоделированы отношения измеренных интенсивностей собственного гамма-излучения ТВС в точке расположения детектора для изотопов ПД с различной энергией с учетом эффективности регистрации. Моделирование осуществлялось для распределений гамма-активности ПД по сечению ТВС, имитирующих реальное выгорание. Установлены общие закономерности углового распределения интенсивности для ПД высоких, средних и низких энергий. В зависимости от энергии ПД для различных угловых положений детектора наблюдаются минимумы и максимумы интенсивности в определенных точках.

Рассчитаны зоны охвата площади контроля ТВС одним детектором в зависимости от его расположения для различных энергий ПД. Установлено, что для всех изотопов ПД зона перекрытия ТВС одним детектором, расположенным напротив середины грани, существенно выше, чем детектором, расположенным напротив ребра ТВС. Применение полученных результатов для выбора конфигурации системы детекторов проиллюстрировано примерами.

Полученные в результате моделирования данные могут служить основанием для оптимизации размещения детекторов и их числа при построении системы контроля глубины выгорания ОЯТ, предназначенной для решения конкретной технологической задачи.

Литература

1. ПНАЭГ-14-029-91. Правила безопасности при хранении и транспортировке ядерного топлива на объектах атомной энергетики. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1992. - 33 с.
2. Внедрение на Кольской АЭС прибора для измерения глубины выгорания отработавших тепловыделяющих сборок/ *Пыткин Ю.Н., Андрущечко С.А, Васильев Б.Ю. и др.*: Тр. Российской международн. конф. по учету, контролю и физической защите ядерных материалов. - Обнинск, 1997. - Т.3. - С.637-645.
3. *Маслов О.В., Максимов М.В., Олейник С.Г.* Обоснование радиационных методов контроля состояния ядерного топлива в реальном времени при проведении перегрузки: Тр. Одесского политехн. ун-та. - 2000. - Вып. 3 (12). - С. 50-55.
4. *Билей Д.В., Маслов О.В.* Анализ возможности использования CdTe-детекторов для создания систем контроля состояния ядерного топлива на АЭС//Автоматика. Автоматизация. Электротехн. комплексы и системы. - 1998. - №1(4) - С.141-148.
5. *Галченков О.Н., Маслов О.В, Олейник С.Г.* Сравнение двух способов построения спектров в цифровом гамма-спектрометре//Ядерная и радиационная безопасность. - 2000. - Т. 3. - Вып. 3. - С.61 - 63.
6. *Jacobsson S.* Theoretical Investigations of Tomographic Methods used for Determination of the Integrity of Spent BWR Nuclear Fuel. - Uppsala University, Internal Report ISV-6/97, 1996. - P. 59.
7. *Ильин В.А., Поздняк Э.Г.* Аналитическая геометрия. - М.: Наука, 1988. - С. 224.
8. Исследования ТВС ВВЭР-1000 №№ Е0328 и Е0329, ПС СУЗ № 02.356 и СВП № 15137, отработавших на 1-м блоке Запорожской АЭС. - Отчет о НИР 14.05.93.00 Р 21230663. - Государственный научный центр НИИАР, Димитровград, 1994. - 149 с.

Поступила в редакцию 28.01.2002

УДК 621.039.5: 621.311.25

РЕГУЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОБЛОКОВ АЭС С ВВЭР ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ГЦН

Али Башарат, И.И. Лощаков

*Санкт-Петербургский государственный технический университет (СПбГТУ),
г. Санкт-Петербург*



Рассматривается регулирование энергоблоков АЭС с реакторами ВВЭР, основанное на согласованном изменении расхода теплоносителя в первом контуре (РТПК) при изменении мощности реактора. Предлагается изменить РТПК за счет изменения частоты тока питания ГЦН. Показано, что изменение производительности ГЦН позволяет существенно уменьшить отклонения параметров реактора от номинальных при регулировании энергоблоков АЭС с реакторами ВВЭР и также снизить потребляемую ГЦН мощность при уменьшении мощности блока. Реализация такого способа изменения РТПК существенно повысит срок службы оборудования за счет уменьшения термоциклических напряжений. Показано, что такой способ регулирования производительностью ГЦН обеспечивает наиболее благоприятные условия эксплуатации оборудования первого и второго контуров по сравнению с постоянным расходом теплоносителя или с отключением ГЦН.

ВВЕДЕНИЕ

По прогнозам Мирового энергетического совета и Международного института прикладного и системного анализа доля производства электроэнергии на атомных электростанциях (АЭС) к 2050 г. возрастет до 38% и уже сейчас в некоторых развитых странах, например, во Франции и Бельгии она составляет более 60% [1]. В Северо-западном регионе России на долю Ленинградской АЭС приходится более половины всей вырабатываемой электроэнергии. Отсюда следует, что АЭС должны вырабатывать электроэнергию в соответствии с суточным графиком пиковых нагрузок, и эта проблема становится актуальной.

В случае возникновения аварийных ситуаций в энергосистемах АЭС также должны принимать активное участие в ликвидации их. Опыт эксплуатации показывает, что действующие энергоблоки с ВВЭР имеют резервы для увеличения мощности сверх номинальной [2], и их нужно использовать при дефиците мощности в энергосистеме. Иными словами, АЭС должны эффективно работать не только в базисном режиме, но и на мощностях, отличных от номинальной. Так, в процессе суточного регулирования электрических нагрузок мощность энергоблоков с ВВЭР может снижаться до уровня 30% от номинальной.

При изменении мощности на АЭС с ВВЭР используются программы регулирования с постоянным (не зависящим от мощности реактора) расходом теплоносителя первого контура (РТПК). Расход теплоносителя через активную зону (АЗ) реактора обыч-

© *Али Башарат, И.И. Лощаков, 2002*

но изменяется только за счет числа включенных петель [1]. Постоянный РТПК при изменении мощности энергоблока приводит к существенному перераспределению температур в АЗ реактора, вызывая дополнительные температурные напряжения в корпусе и других элементах конструкции реактора. Эти напряжения возникают в условиях радиационного облучения, когда вероятность появления усталостных и радиационных дефектов возрастает, что, в конечном счете, сокращает срок службы энергоблока в целом [3, 4]. В качестве примера можно привести статистику отказов трубопроводов АЭС. Оказывается [5], что 54% отказов случается из-за дефектов в сварных швах, а причиной этих дефектов являются термоциклические напряжения на фоне механической вибрации и радиационного воздействия ионизирующего излучения. Кроме того программа регулирования блоков, при постоянном РТПК не экономична из-за неэффективного использования ГЦН.

Регулирование с уменьшением РТПК за счет отключения ГЦН при снижении мощности реактора экономично, но в этом случае происходят деструктивные циклические изменения в параметрах первого контура. Известно, что стартовый ток асинхронного двигателя в 5-6 раз больше, чем его номинальное значение. Отключение, а затем включение двигателя увеличивает вероятность отказа его обмотки и отрицательно влияет на срок службы двигателя [6]. Кроме этого, отключение и включение отдельных петель первого контура приводит к значительным температурным изменениям в конструкционных материалах парогенератора и реактора, что существенно влияет на его надежность и срок службы.

В настоящей работе исследуется возможность регулирования реактора с минимальными температурными колебаниями в первом и втором контурах, причем за основу берется переменный расход теплоносителя в каждой петле первого контура, соответствующий мощности реактора. Изменение коэффициента теплопередачи между первым и вторым контурами при изменении расхода теплоносителя является основой этой идеи. Принципиально эту задачу можно решить несколькими способами, например, используя преобразователи частоты питания ГЦН.

СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭНЕРГОБЛОКА

Решая основные уравнения баланса энергии и материала для первого и второго контуров, можно определить характеристики блока при различных программах регулирования и переменном РТПК. В качестве примера рассматривался энергоблок АЭС с ВВЭР-440.

Расход теплоносителя определялся из условия, чтобы отклонения температур теплоносителя на входе и выходе из активной зоны $T_{ВХ}$, $T_{ВЫХ}$ и давления во втором контуре p_2 от номинальных значений были минимальны, а запас до кризиса теплообмена не уменьшался. Этим условиям в диапазоне мощностей 10 – 120% удовлетворяли аппроксимации

$$g = q^{1,3} + 0,8 \cdot q^{-0,05} - 0,8 \quad (1)$$

для программы регулирования с постоянным давлением p_2 во втором контуре. Здесь $q = (Q/Q_0)$ и $g = (G/G_0)$ – тепловая мощность реактора и расход через него в относительных единицах; индекс 0 соответствует номинальному режиму.

Сравним случаи, когда расход теплоносителя постоянен и когда он меняется по закону (1) для известной программы регулирования с постоянным давлением p_2 во втором контуре. На рис. 1 показаны закономерности изменения основных параметров энергоблока в зависимости от его мощности q . Оказывается, что при изменении мощности q в интервале 1 – 0,5 (100 – 50% номинального значения) при постоянном расходе g температура на выходе из реактора уменьшается на 20°C. Значение мощности $q = 1,2$ (т.е. выше номинальной) выбрано исходя из того, что этот тип реакто-

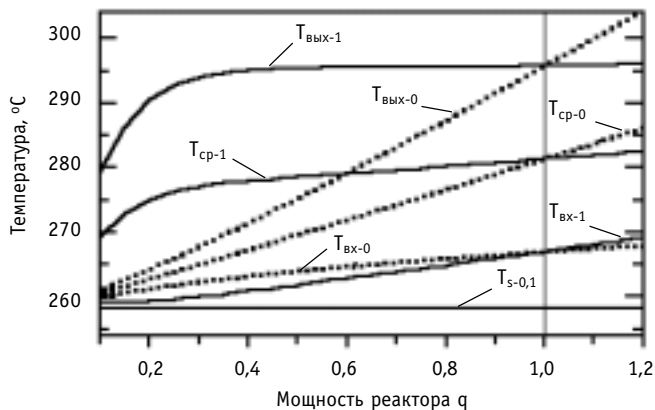


Рис.1. Изменение температуры в зависимости от тепловой мощности реактора q при постоянном давлении p_2 . $T_{вых}$, $T_{вх}$ - температуры на выходе и входе реактора; $T_{сп}$ - средняя температура в первом контуре; T_s - температура насыщения во втором контуре; температуры, имеющие индекс 0 (пунктирные линии) соответствуют постоянному расходу теплоносителя, температуры, имеющие индекс 1 (сплошные линии) - переменному

ров допускает подобные условия эксплуатации. При изменении расхода g температура $T_{вых}$ остается практически постоянной. Средняя температура при постоянном расходе g оказывается на 12°C ниже, чем при переменном, что приводит к большему перемещению органов СУЗ (для компенсации освобожденной активности), а это увеличивает аксиальную неравномерность тепловыделения. Таким образом, переменный расход g приводит к более благоприятным условиям эксплуатации энергоблока АЭС.

АНАЛИЗ КРИЗИСА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

При уменьшении расхода теплоносителя необходимо рассмотреть вопрос о кризисе теплопередачи от топлива к теплоносителю. Для расчета коэффициента запаса (КЗ) до кризиса теплообмена использовались различные приближения [7-11], определяющие критический тепловой поток:

$$KZ = \frac{q_{кр}}{q_{ф}} \cdot \frac{1}{1 + 3 \cdot \sigma}, \tag{2}$$

где $q_{кр}$ и $q_{ф}$ – критический и фактический тепловые потоки; σ - среднеквадратичное отклонение экспериментального критического потока от рассчитанного по эмпирическим формулам [7-11]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum \left(\frac{q_{экс} - q_{рас}}{q_{рас}} \right)^2},$$

где $q_{экс}$ и $q_{рас}$ – экспериментальный и рассчитанный по эмпирическим формулам критические тепловые потоки; n - число опытов, выполненных для критического теплового потока. В расчетах использовались значения $\sigma = 0,11 - 0,13$.

На рис. 2 приведены кривые, показывающие изменение критической $N_{кр}$, допустимой $N_{дон}$ и фактической $N_{твс}$ мощностей в самой напряженной кассете (ТВС), рассчитанные согласно методике [7]. Оказалось, что для аппроксимации (1) расхода g мощность в самой напряженной ТВС остается ниже допустимой. Запас до кризиса теплообмена увеличивается с уменьшением как мощности реактора, так и расхода теплоносителя через него.

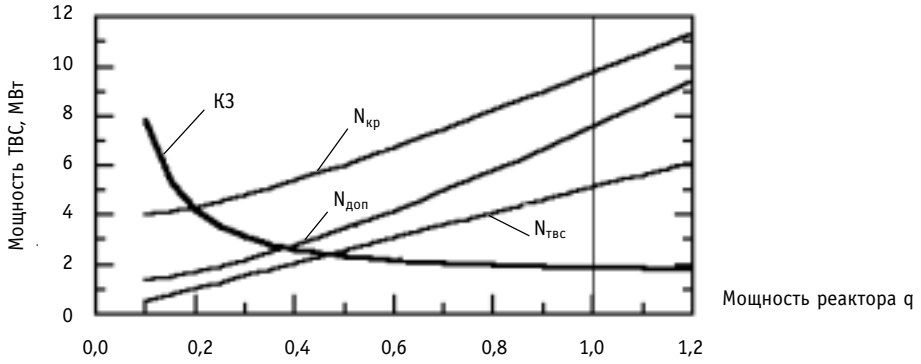


Рис. 2. Критическая $N_{кр}$, допустимая $N_{доп}$ и фактическая $N_{твс}$ мощности в самой напряженной ТВС, в зависимости от расхода теплоносителя g ; $KЗ = (N_{кр}/N_{твс})$ коэффициент запаса до кризиса теплообмена

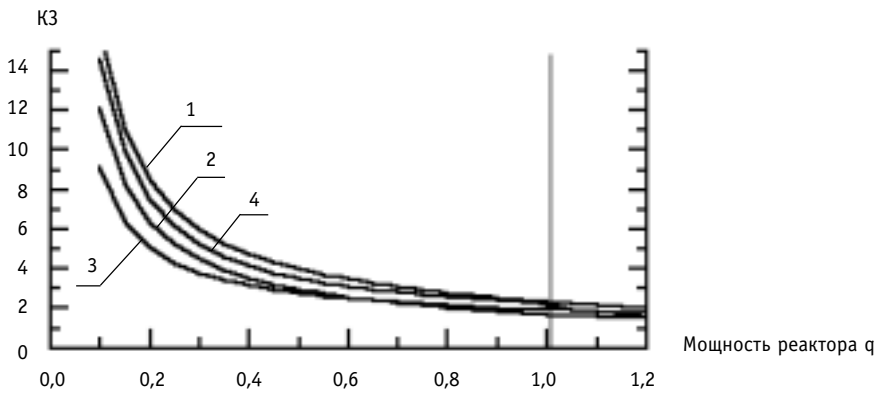


Рис. 3. Изменение коэффициента запаса до кризиса теплообмена в зависимости от изменения тепловой мощности реактора при переменном расходе теплоносителя согласно 1 - Астахову [8]; 2 - Тонгу [9]; 3- Субботину [10]; 4 - Осмачкину [11]

На рис. 3 представлены результаты расчетов коэффициента запаса до кризиса теплообмена $KЗ$ согласно данным различных авторов [8-11]. Коэффициент запаса увеличивается с уменьшением мощности реактора, а значит и с уменьшением расхода теплоносителя.

РЕАЛИЗАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЯ РАСХОДА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ПЕРВОГО КОНТУРА

Рассмотрим теперь вопрос о том, каким способом следует изменять расход теплоносителя одновременно с изменением мощности реактора. Принципиально производительность ГЦН можно изменять частотным или количественным способом. Частотный предполагает изменение частоты и напряжения в сети питания асинхронных двигателей ГЦН. В настоящей работе предлагается частотный способ управления расходом с использованием преобразователей частоты. Согласно [12, 13] скорость вращения ротора изменяется пропорционально изменению частоты питания:

$$\frac{G}{G_0} = \frac{n}{n_0} = \frac{f}{f_0}, \tag{3}$$

где G , n и f – соответственно, расход теплоносителя через АЗ реактора, скорость вращения роторов ГЦН и частота в сети питания ГЦН; индекс 0 относится к номинальному значению мощности насоса. Для того, чтобы электродвигатель работал надежно и безопасно с хорошими показателями, необходимо также изменять напряжение при

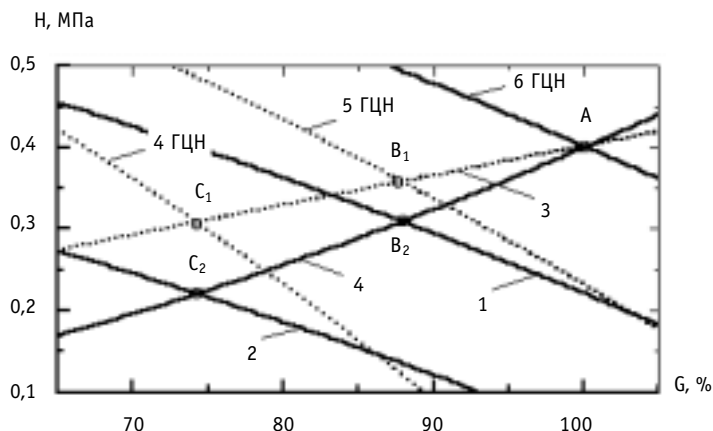


Рис. 4. Гидравлические характеристики насосов ГЦН-317 при параллельной работе 4, 5, и 6 ГЦН и 1 контура ВВЭР-440 при отключении ГЦН (3) и при изменении частоты их питания (4); Н- средний перепад давления; G- расход теплоносителя через АЗ реактора; 1, 2 - характеристики 6 насосов при снижении частоты их питания до 43,9 Гц и 37,1 Гц соответственно

изменении частоты, согласно выражению [13]:

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{U}{U_0}\right)^2 \cdot \left(\frac{f_0}{f}\right)^2, \tag{4}$$

где M – вращающий момент; U – напряжение питающего тока.

На рис. 4 показаны напорные характеристики насосов ГЦН-317 [14], используемых на реакторах ВВЭР-440, при их параллельной работе. Точка А является рабочей в случае, когда включены все шесть ГЦН и частота питания равна 50 Гц. При отключении одного ГЦН расход через реактор G уменьшается на 12,2% (точка B_1), а при отключении двух ГЦН это уменьшение составляет 25,8% (точка C_1). Точно такие же изменения расхода теплоносителя при работе шести насосов можно получить уменьшая частоту питания ГЦН до 43,9 Гц (точка B_2) и 37,1 Гц (точка C_2) соответственно. Рабочие точки А, B_1 , и C_1 получают из опытных данных [7], а точки B_2 и C_2 – расчетным путем.

ЭКОНОМИЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

Известно, что ГЦН потребляют значительное количество электроэнергии. Например, потребляемая мощность ГЦН-317 составляет 1,4 МВт, а у ГЦН-310 она равна 2 МВт. В целом на ГЦН затрачивается от 1 до 4% всей вырабатываемой АЭС электроэнергии [12, 14].

Поскольку потребляемая насосом мощность N пропорциональна третьей степени величины расхода G [12], а именно,

$$N = N_0 \cdot (G/G_0)^3, \tag{5}$$

можно существенно улучшить не только характеристики регулирования АЭС, но и получить значительную экономию электроэнергии. В формуле (5) N_0 и N – мощности насоса при номинальном и текущем расходах соответственно. Сравнение мощностей, потребляемых насосами ГЦН, в зависимости от способа регулирования расхода теплоносителя (отключение насоса или изменение скорости вращения двигателей) приводится на рис. 5. Из рисунка видно, что суммарная потребляемая мощность $N_{\text{сум}}$ при регулировании расхода G путем изменения скорости вращения двигателей насосов значительно меньше, чем при отключении насосов. Для сравнения, если вместо отключения одного ГЦН уменьшить расход теплоносителя с помощью преобразователей частоты, экономия электроэнергии составит около 18%, а если отключить два ГЦН

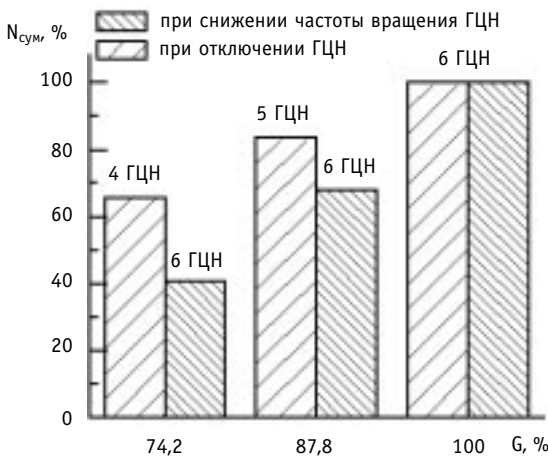


Рис. 5. Сравнение мощностей, потребляемых ГЦН, в зависимости от расхода теплоносителя G и разных способов регулирования расхода

исследования параметров первого контура проводилось при следующих условиях:

- использовалась программа регулирования энергоблоком с постоянным давлением p_2 во втором контуре;
- при уменьшении мощности реактора РТПК уменьшался двумя способами - с отключением ГЦН и уменьшением частоты питания двигателя (ЧПД) ГЦН;
- уменьшение мощности реактора (в процентах) принималось равным уменьшению РТПК при отключении ГЦН;
- ГЦН отключался после стабилизации процесса снижения мощности реактора.

Из формулы (3) видно, что расход теплоносителя и частота питания, должны изменяться по одному и тому же закону. При использовании метода последовательных приближений была определена зависимость (1) ЧПД и РТПК от мощности реактора. На рис. 6 приводятся зависимости изменения мощности реактора Q и РТПК при отключении ГЦН и при уменьшении ЧПД. В расчете предполагалось, что начало снижения частоты питания двигателя ГЦН совпадает со временем начала изменения мощности реактора. Точки А и В соответствуют отключению первого и второго ГЦН.

На рис. 6 показаны изменения температуры на выходе из реактора $T_{вых}$ и давления в первом контуре P_1 в зависимости от времени для разных способов регулирования расхода теплоносителя. При постоянном РТПК отклонение температуры $T_{вых}$ от номинальной составляет приблизительно $8,5^{\circ}\text{C}$, а отключение ГЦН приводит к циклическим изменениям температуры. Наиболее стабильное поведение температуры $T_{вых}$ достигается при изменении РТПК за счет уменьшения ЧПД в зависимости от тепловой мощности реактора. Из рисунка видно, что амплитуда колебаний давления в первом контуре в случае отключения ГЦН существенно выше, чем при изменении ЧПД. При постоянном РТПК (пунктирная кривая) отклонение давления от номинального почти в два раза больше, чем при ЧПД.

При возникновении аварийного дефицита мощности в сети может появиться необходимость поднятия мощности энергоблока выше номинальной. Такое увеличение мощности реактора можно безопасно осуществить только при регулировании ЧПД.

– экономия возрастет до 38%.

Принимая во внимание возможность АЭС в ночное время работать на пониженной мощности и учитывая, что количество насосов равно шести, можно показать, что годовая экономия электричества может быть значительной. Ее, по-видимому, вполне достаточно, чтобы быстро окупить затраты на модернизацию схемы питания насосов с помощью специальных преобразователей частоты.

ДИНАМИКА ПЕРВОГО КОНТУРА

Для анализа параметров реактора использовалась математическая модель энергоблока, включающая в себя уравнения тепломассообмена в реакторе, парогенераторах и оборудовании второго контура. Расчеты по математической модели проводились с помощью пакета MATCAD.

Исследование параметров первого контура проводилось при следующих условиях:

- использовалась программа регулирования энергоблоком с постоянным давлением p_2 во втором контуре;
- при уменьшении мощности реактора РТПК уменьшался двумя способами - с отключением ГЦН и уменьшением частоты питания двигателя (ЧПД) ГЦН;
- уменьшение мощности реактора (в процентах) принималось равным уменьшению РТПК при отключении ГЦН;
- ГЦН отключался после стабилизации процесса снижения мощности реактора.

Из формулы (3) видно, что расход теплоносителя и частота питания, должны изменяться по одному и тому же закону. При использовании метода последовательных приближений была определена зависимость (1) ЧПД и РТПК от мощности реактора. На рис. 6 приводятся зависимости изменения мощности реактора Q и РТПК при отключении ГЦН и при уменьшении ЧПД. В расчете предполагалось, что начало снижения частоты питания двигателя ГЦН совпадает со временем начала изменения мощности реактора. Точки А и В соответствуют отключению первого и второго ГЦН.

На рис. 6 показаны изменения температуры на выходе из реактора $T_{вых}$ и давления в первом контуре P_1 в зависимости от времени для разных способов регулирования расхода теплоносителя. При постоянном РТПК отклонение температуры $T_{вых}$ от номинальной составляет приблизительно $8,5^{\circ}\text{C}$, а отключение ГЦН приводит к циклическим изменениям температуры. Наиболее стабильное поведение температуры $T_{вых}$ достигается при изменении РТПК за счет уменьшения ЧПД в зависимости от тепловой мощности реактора. Из рисунка видно, что амплитуда колебаний давления в первом контуре в случае отключения ГЦН существенно выше, чем при изменении ЧПД. При постоянном РТПК (пунктирная кривая) отклонение давления от номинального почти в два раза больше, чем при ЧПД.

При возникновении аварийного дефицита мощности в сети может появиться необходимость поднятия мощности энергоблока выше номинальной. Такое увеличение мощности реактора можно безопасно осуществить только при регулировании ЧПД.

Безопасность в этом случае обеспечивается за счет постоянства температуры $T_{\text{вых}}$ теплоносителя, поскольку вероятность вскипания в верхней части активной зоны реактора будет существенно ниже, чем при постоянном расходе G .

В заключение сформулируем основные результаты, которые можно получить при реализации данной программы регулирования.

1. Изменение расхода теплоносителя, адекватное изменению мощности реактора, при программе регулирования $p_2 = \text{const}$ приводит к меньшим температурным колебаниям (следовательно, и меньшим температурным напряжениям), увеличивая срок службы оборудования энергоблока.

2. Регулирование энергоблока с изменяемым расходом теплоносителя за счет изменения ЧПД по сравнению с постоянным расходом теплоносителя G или с отключением ГЦН экономически выгодно.

3. При аварийном дефиците мощности в сети, имея возможность регулировать частоту питания ГЦН, можно более безопасно поднимать мощность энергоблока выше номинальной.

Литература

1. Острейковский В.А. Эксплуатация атомных станций. - М.: Энергоатомиздат, 1999. - 928 с.
2. Зверков В.В., Игнатенко Е.И., Волков А.П. Резервы повышения мощности действующих АЭС с ВВЭР-440. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 80 с.
3. Manson S. S. Thermal Stress and Low-Cycle Fatigue. - New York, 1974. - 344 p.
4. Collier J., Davies M., Carne L. PWR pressure vessel integrity-design for safety // Atom. - 1982. - № 308. - P. 127-131.
5. Клемен А.И., Шиверский Е.А. Анализ надежности трубопроводов и сосудов под давлением на АЭС // Атомная энергия. - 1979. - Т. 47. - Вып.4. - С. 230-234.
6. Variable Frequency Drive (VFD) - Application Guide; Honeywell. - USA, 2001. - 53 p.
7. Овчинников Ф.Я., Вознесенский В.А., Семенов В.В. и др. Эксплуатационные режимы АЭС с ВВЭР-1000. - М.: Энергоатомиздат, 1992. - 359 с.
8. Безруков Ю.А., Астахов В.И. и др. Экспериментальные исследования и статистический анализ данных по кризису теплообмена в пучках стержней для реакторов ВВЭР // Теплоэнергетика. - 1976. - №.2.
9. Тонг Л. Кризис кипения и критической тепловой поток. Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1976.
10. Субботин В.И. и др. Кризис теплоотдачи в трубчатых твэлах атомных энергетических реакторов // Теплоэнергетика. - 1974. - №.9.
11. Осмачкин В.С., Лысцова Н.Н. Сравнение опытных данных по условиям кризиса теплообмена в моделях топливных сборок реакторов ВВЭР с результатами расчета по методике ИАЭ: Препринт ИАЭ. - 2558. - 1975.

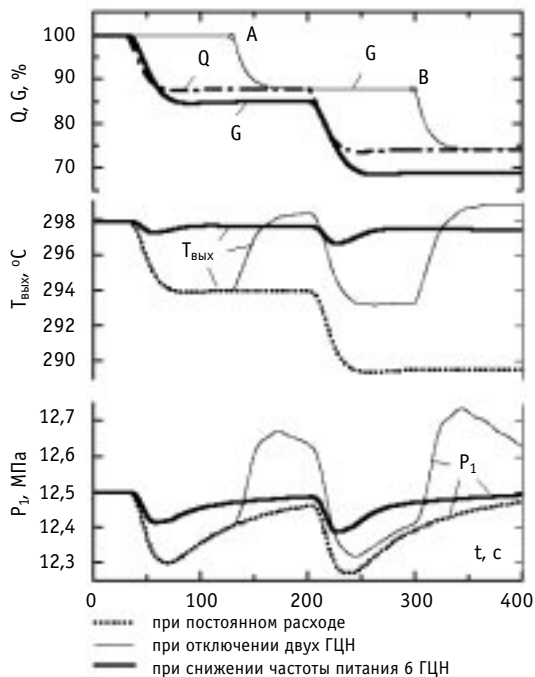


Рис. 6. Изменения параметров первого контура при уменьшении мощности реактора, в зависимости от времени

12. *Робожев А.В.* Насосы для атомных электрических станций. - М.: Энергия, 1979. - 136 с.
13. *Зимин В.И.* Регулирование скорости вращения электродвигателей. - М.: Военное издательство Министерства обороны СССР, 1962. - 133 с.
14. *Григорьева В.А. и Зорина В.М.* Тепловые и атомные электрические станции (№.3). - М.: Энергоатомиздат. 1989. - 531 с.

Поступила в редакцию 5.01.2002

УДК 371: 658

КОНЦЕПЦИЯ РЕАЛИЗАЦИИ ИНТЕГРИРОВАННОЙ МУЛЬТИМЕДИЙНОЙ СИСТЕМЫ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ SYDNEY В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Н.Д. Хатьков, Ю.А. Павличенко

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск*



Одним из возможных вариантов выбора дистанционных обучающих систем для предприятия может стать выбор мультимедийных систем с обучением в реальном времени как через сеть интернет, так и без ее участия в реальном учебном процессе. Наиболее предпочтительным в условиях действующего предприятия оказывается использование обучающих систем, в которых сеть интернет применяется только для поддержки процесса обучения, а методический материал располагается в локальной сети предприятия или на отдельном компьютере. На примере нескольких конфигураций системы Sydney, которая обладает не только подобными свойствами, но и средствами, выявляющими индивидуальные особенности, представлены преимущества и возможности подобных систем в условиях действующего предприятия.

В настоящее время в результате развития современных компьютерных систем обучения появилась возможность их использования в отраслях промышленности, казалось бы далеких от целей образовательных учреждений. Особенно это важно на тех опасных производствах, где высоки требования к уровню образования персонала, где одна неосторожная ошибка из-за некомпетентности может привести к катастрофическим последствиям, где должно воспитываться бережное отношение к окружающей среде.

Социальный состав персонала и его уровень образованности на подобных производствах достаточно разнообразны и являются многочисленным. Для того, чтобы персонал не терял производственные навыки и был в курсе всех нововведений, на предприятиях периодически проводят переаттестацию персонала. Это невозможно сделать без наличия соответствующей службы, которая должна иметь преподавателей высокой квалификации, методическую литературу, т.е. выполнять функции учебного учреждения. Однако недостаточное количество преподавателей, отсутствие методического материала, отвечающего современным требованиям, большое количество персонала на предприятии, трудности при получении объективных аттестационных данных из-за производственных и социальных отношений внутри коллектива этого предприятия и др. приводит к неэффективному использованию подобных служб на производстве.

Одним из путей решения данной проблемы может быть внедрение массовых автоматизированных технологий обучения персонала предприятий, которые используются в дистанционном обучении. Для дистанционного обучения характерно наличие достаточно большого количества применяемых технологий обучения – заочное обучение; обучение с кратковременным выездом преподавателей для чтения лекций в место проживания обучаемых (очно-заочное обучение); осуществление обучения с использованием сети интернет, где и находится методический материал (Web-технология); обучение с помощью учебных программ, методический материал которых записан на оптических дисках, работающих не только на одном компьютере, но и в локальной вычислительной сети («кейс»-технологии). Общим свойством дистанционных технологий при их практической реализации является наличие преподавателя в учебном процессе. Учитывая специфику многих промышленных предприятий, организовать обучение на реально действующем предприятии с участием преподавателя довольно трудно, например, вероятность собрать учебную группу согласно ежедневному расписанию занятий низка, отвлечь персонал на месяц для прослушивания установочных лекций тем более невозможно из-за непрерывного заводского технологического процесса. Поэтому для обучения персонала необходимо использовать те дистанционные технологии, в которых участие преподавателя в процессе обучения является минимальным. Этим требованиям отвечают программные комплексы, работающие с использованием Web- или «кейс»-технологий. Цена за отсутствие преподавателя в учебном процессе – широкое применение мультимедийных средств в программном обеспечении для предоставления учебной информации в естественном виде, автоматизированный учет особенностей обучаемого, который дает индивидуальный курс обучения и др. свойства - т.е. существенное усложнение программного обеспечения. Нет особой необходимости в выявлении всех достоинств и недостатков Web-технологий, но можно отметить некоторые из них.

- Основное достоинство Web-технологий – методический материал находится на сетевых компьютерах в интернете, доступ к которым возможен с любого узла сети, имеющего стандартное широко распространенное сетевое программное обеспечение (ПО). Это означает практически мгновенный доступ из любой географической точки территории, где расположены узлы сети интернет, к быстро обновляемому методическому материалу.

- Недостатки Web-технологий проявляются сразу же, если у обучаемого имеется узел подключения к сети с низкой скоростью передачи данных и недостаточной пропускной способностью, такой, что о сетевых мультимедиа-технологиях не может быть и речи. Кроме того, если идет процесс обучения по сети, то он требует многочасового постоянного неразрывного соединения, в противном случае из-за неожиданного прерывания лекционного курса, например, при доказательстве теоремы, эффективность такого обучения падает. Возможны и злонамеренные действия пользователей сети, которые могут привести к долговременным простоям сетевого оборудования, используемого в учебном процессе. Одной особенностью некоторых современных производств является их закрытость в силу специфики их работы (коммерческие, химические, военные и др. предприятия). Поэтому возникает острая проблема перлюстрации каналов передачи данных и их развязки с технологическими. Еще можно добавить о высокой эксплуатационной стоимости использования Web-технологий для обучаемого – ведь помимо оплаты своего обучения, ему приходится оплачивать и многочасовые сеансы связи за эксплуатацию дорогостоящих высокоскоростных каналов связи.

Эти и другие соображения привели к разработке интегрированной мультиме-

дийной компьютерной системы Sydney [1], основу которой составляет «кейс»-технология. Sydney состоит из нескольких основных частей:

- автоматизированной системы управления учебными курсами (АСУК), содержащей программу диспетчера курсов и осуществляющей основные функции управления и подачи методических электронных материалов в виде трех типов курсов (АУК) [2] обучаемому из базы данных курсов (БДК) согласно автоматически сформированному шаблону индивидуального курса [3], создаваемого на основе использования универсальной контролирующей тестовой программы;
- автоматизированной системы поддержки учебного процесса (АСПУП), состоящей из программы центра управления регистрационными ресурсами, программ преподавателя для чтения электронных протоколов, поступающих от обучаемого, базы данных обучаемых, включающей в себя не только адресные сведения о них, но и текущие протоколы прохождения учебного материала, рейтинги, оценки и пр. атрибуты документации учебного процесса;
- системы автоматизированного проектирования электронного методического ресурса (САПР ЭМР), состоящей из комплекса программ, широко использующих методы объектно-ориентированного визуального проектирования ресурсов, включая специально разработанный язык разметки тестов и позволяющей в короткие сроки создавать большие объемы высококачественных электронных мультимедийных методических материалов [2];
- комплексной распределенной, встроенной во все компоненты, системы защиты (РСЗ) от несанкционированного доступа, использования и редактирования методических материалов, имеющей встроенный контроль расхода выделенного регистрационного ресурса, ограничивающий бесконтрольное по времени использование методических материалов;
- комплекса программ сопровождения (КПС) системы обучения, включающих в себя диагностику ошибок, выделение регистрационных ресурсов, формирующих методические материалы как со свободным доступом, так и с санкционированным, составляющие технологические шаблоны курсов, на основе подготовленных преподавателем методических электронных ресурсов и др.

На рис. 1. показаны взаимосвязи этих частей между собой, когда используются как «кейс»-, так и Web-технологии. При такой организации работы системы Sydney

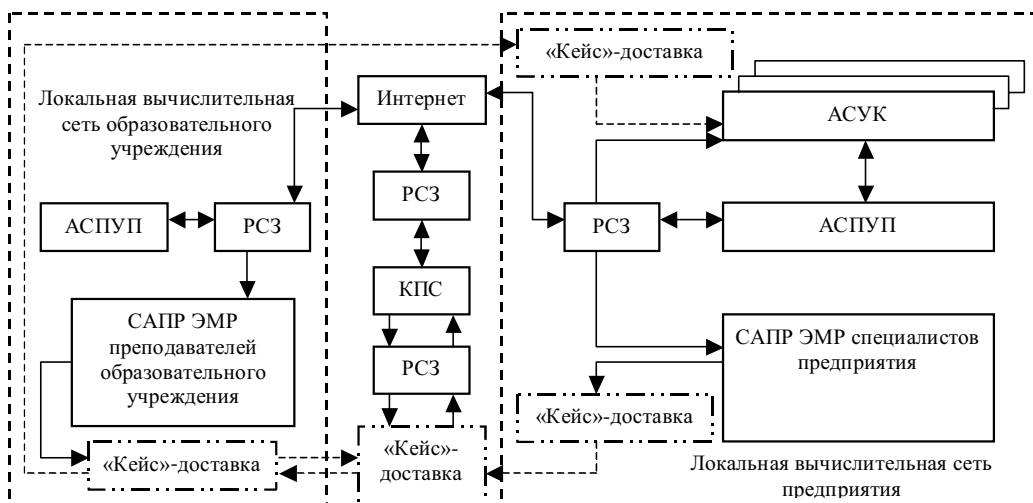


Рис. 1. Схема взаимодействия элементов системы Sydney, установленной на предприятии и работающей в режиме ограниченного доступа

объем передачи методической, служебной и другой информации уменьшается на несколько порядков. Кроме того, практически отсутствуют простые линии связи, обусловленные человеческим восприятием и осмыслением загруженной гипертекстовой страницы. Установка системы Sydney начинается с получения методических материалов, записанных на оптических носителях информации от образовательного учреждения, через тьютора или по обычной почте («кейс»-доставка). В зависимости от конфигурации системы Sydney (их несколько) устанавливаются ее компоненты, которые могут содержать и САПР ЭМР, предназначенный для изготовления каких-либо инструкций, требований и другой технической и методической документации специалистами предприятия, согласно требованиям особенностей их работы. Это требуется обычно в тех случаях, когда данная специфика не известна образовательному учреждению. В локальной сети предприятия на одном из компьютеров устанавливается все методическое обеспечение, которое используется через сеть другими компьютерами. Если подобная сеть по каким-либо причинам отсутствует, то методический материал копируется на каждый компьютер, а служебная информация в виде файловых протоколов переносится на одной дискете компьютеру, на котором расположена АСПУП, т.к. их размер небольшой. После установки системы, осуществляется ее регистрация и получение ограниченного регистрационного ресурса через интернет от образовательного учреждения. Регистрационный ресурс необходим для ограничения доступа к методическим материалам по количеству использования модулей [2] обучаемым. Это важно не только для ограничения попыток сдачи экзаменов (для многократного прохода тестов в системе имеется специальный тренажер), но также и для регулирования финансовых отношений между обучаемым, образовательным учреждением, предприятием и авторами методических материалов. Объем передачи данных по интернет для этого случая не более 10 Кб, поэтому здесь достаточно использовать электронную почту. Все текущие протоколы накапливаются в базе данных АСПУП и отсылаются по запросу образовательному учреждению, если это необходимо. Объем этих данных обычно не превышает 100 Кб и поэтому также используется электронная почта. Имея аналогичное программное обеспечение в виде АСПУП образовательное учреждение может контролировать прохождение учебного про-

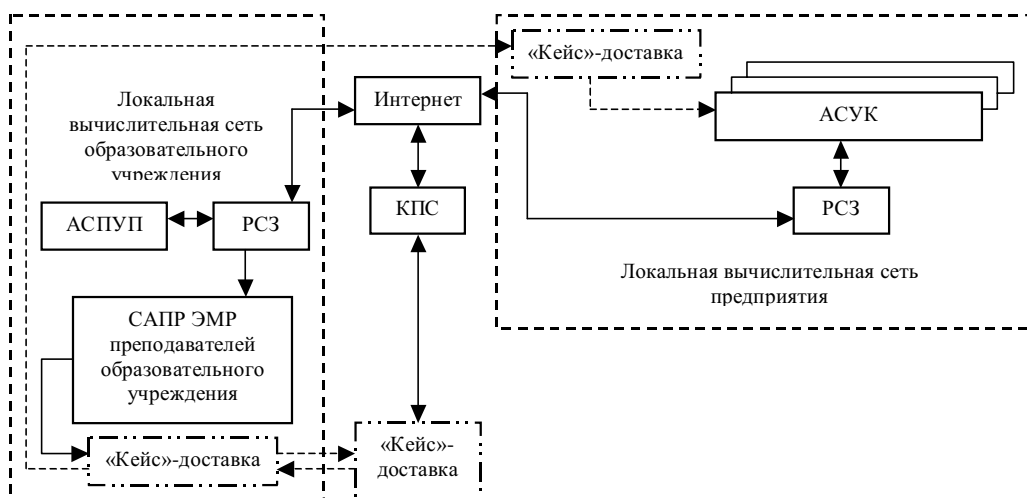


Рис. 2. Схема взаимодействия элементов системы Sydney на предприятии в режиме неограниченного доступа к методическим материалам

цесса на предприятии. В образовательном учреждении параллельно с организацией учебного процесса возможна работа и по созданию методического электронного ресурса или его корректировка в случае поступления материалов от специалистов предприятия. После записи методических ресурсов на оптический носитель и доставки его в центр поддержки системы Sydney они проверяются, тестируются, компилируются с помощью КПС и передаются в готовом виде образовательному учреждению. Этот процесс, не считая времени доставки материалов, занимает в 20 раз меньше времени, чем требуется на создание электронных методических ресурсов преподавателем [2]. Подобная технологическая схема опробована на одном из учебно-производственных предприятий Кемеровской области.

На другой схеме (рис. 2) представлено размещение системы на предприятии без использования основных элементов защиты методических материалов от несанкционированного доступа и использования. Здесь оставлена только небольшая ее часть, а именно, отвечающая за защиту протоколов сдачи экзаменов. В этой схеме размещение, использование методических материалов и доступ к им является неограниченным. Она была реализована в Томском межвузовском центре дистанционных технологий при использовании курсов типа АУК1 в составе АСУК [2], где в качестве предприятия (можно провести аналогию) выступали представительства этого учебного учреждения в разных городах.

Практика показала, что одним из узких мест этих двух схем является двусторонний обмен электронными методическими ресурсами с центром, содержащим КПС и необходимым для регистрации и встраивания методических материалов. Одним из решений данной проблемы может стать увеличение объема передаваемой информации через интернет, но только за счет не передачи всего объема методического материала, а только тех его компонент, которые отвечают за организацию санкционированного доступа к конкретному курсу. Вследствие этого объем данных по линии связи будет увеличен, но он все равно не будет связан с учебным процессом, идущим в реальном времени, поскольку это только технологические операции, связанные с изготовлением и регистрацией электронных методических ресурсов. Исходя из этого предыдущие схемы могут быть представлены по-другому, например, как на рис. 3.

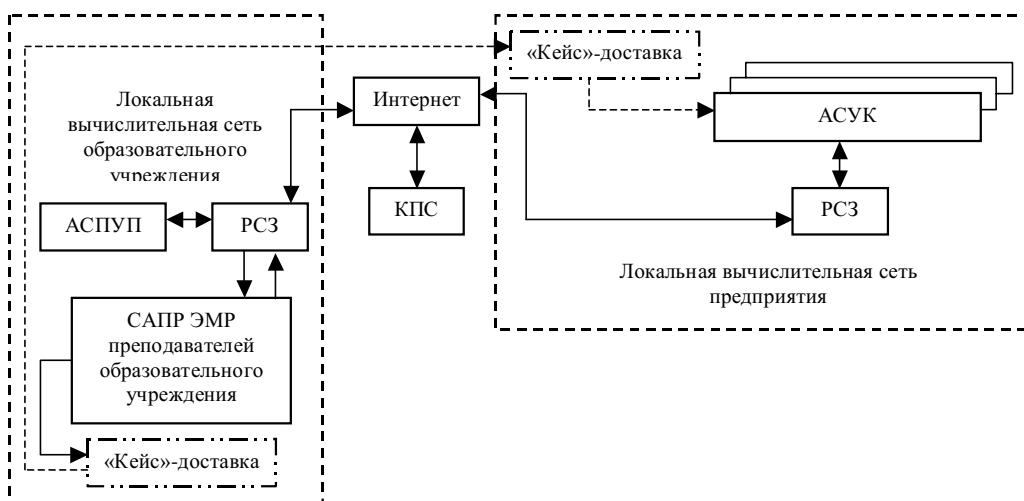


Рис. 3. Пример схемы взаимосвязи элементов системы Sydney с предприятием в режиме неограниченного доступа, имеющей возможность регистрации методических материалов через интернет

Следует отметить еще один аспект применения системы обучения Sydney на предприятии. Он заключается в возможности использования курсов, учитывающих психологические особенности обучаемого [2,4]. Это является важным по нескольким причинам: во-первых, осуществляется индивидуальный подход к обучению, а практически это то, что интуитивно делает преподаватель на занятиях; во-вторых, в отличие от учебных заведений персонал большинства предприятий не имеет высокой мотивации к обучению.

Таким образом, использование современных компьютерных систем обучения на предприятиях имеет свои особенности, которые необходимо учитывать при выборе тех или иных электронных технологий обучения. Система Sydney - одна из систем, которая может быть востребована на предприятиях для таких случаев как проведение различного рода аттестаций и обучения персонала новым технологиям практически без участия преподавателей, с возможностью учета специфики этого предприятия при использовании мультимедийных средств подготовки методического материала.

Литература

1. Интегрированная мультимедийная система дистанционного обучения Sydney, рег. №990548 от 29 июля 1999 г., РОСПАТЕНТ
2. Павличенко Ю.А., Хатьков Н.Д. Методические ресурсы преподавателя в мультимедийной среде SYDNEY и временные затраты на его создание. II Всеросс. конф. «Электронные учебники и электронные библиотеки в открытом образовании» 29 ноября 2001 г. – М.: МЭСИ. - С. 322-329.
3. Павличенко Ю.А., Хатьков Н.Д. Автоматическое формирование индивидуального учебного курса // Открытое образование. – 2001. - № 5. - С. 28-32.
4. Павличенко Ю.А., Хатьков Н.Д. Компьютерное определение креативности учащегося: Тр. IV Междунар. научно-практической конф. «Высшее техническое образование: качество и интернационализация» (Томск, 14-17 марта 2000 г.). – Томск, 2000. - С. 89.

Поступила в редакцию 28.01.2002

УДК 615.849.2: 616.4

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ БОЛЕЗНЕЙ ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЫ

Е.С. Матусевич*, Р.А. Розиев**

* *Обнинский институт атомной энергетики, г. Обнинск*

** *Медицинский радиологический научный центр РАМН, г. Обнинск*



Предложен метод определения терапевтической активности по диагностической. Рассчитаны дозовые коэффициенты для ^{131}I , ^{132}I , ^{133}I , позволяющие учесть поглощенную дозу в метастазах малых размеров. Предложена нелинейная модель зависимости активности радиоiodа в ЩЖ от времени. Разработаны технические средства, методики и программное обеспечение, обеспечивающие дозиметрическое планирование радиоiod-терапии. Разработаны рекомендации по обеспечению радиационной безопасности населения при общении с пациентами, прошедшими курс радиоiod-терапии.

ВВЕДЕНИЕ

Данная статья представляет из себя обзор работ сотрудников и аспирантов МРНЦ РАМН, ООО НПП «Медбиофарм» и ОИАТЭ, выполненных под руководством авторов за последние несколько лет. Приводится полный список работ, на основании которых написан обзор.

Тиреотоксикоз и рак щитовидной железы (РЩЖ) - распространенные заболевания, при лечении которых используется β -излучение радиоактивного йода.

Природный йод состоит из одного стабильного изотопа с массовым числом 127. Известны 24 радиоактивных изотопа йода с массовыми числами от 117 до 139, в том числе два изомера ($^{121\text{m}}\text{I}$ и $^{126\text{m}}\text{I}$); 12 радиоактивных изотопов йода обладают секундными периодами полураспада, 8 - часовыми, 3 - периодами полураспада от нескольких дней до двух месяцев и один (^{129}I) - периодом полураспада в несколько десятков миллионов лет.

В медицине применяют четыре радиоизотопа йода: ^{123}I ($T_{1/2} = 13,3$ ч), ^{125}I ($T_{1/2} = 60,2$ дня), ^{131}I ($T_{1/2} = 8,04$ дня) и ^{133}I ($T_{1/2} = 2,26$ ч). Первым из них (и вообще первым из искусственных радиоактивных изотопов) начал использоваться в медицине и нашел широкое клиническое применение ^{131}I . В терапевтической практике в России используется почти исключительно ^{131}I .

^{131}I можно получить двумя путями: выделением из смеси продуктов деления урана и из облученного медленными нейтронами теллура. Первый путь использовался в начальный период организации массового производства радиоизотопов, но затем от него отказались. Для получения ^{131}I обычно используют ядерную ре-

акцию ^{130}Te (n,γ) ^{131}Te с последующим β -распадом ^{131}Te и превращением его в ^{131}I . ^{131}I распадается с испусканием сложного спектра β -излучения. Основную вклад в процентном отношении дают две из пяти его составляющих, обладающие энергией $E_{\beta} = 0,606$ МэВ (89,2%) и $E_{\beta} = 0,334$ МэВ (7,0%), а составляющая спектра с наиболее высокой энергией имеет $E_{\beta} = 0,807$ МэВ (0,7%). Спектр γ -излучения ^{131}I также сложный и состоит из 15 линий (включая γ -излучение дочернего ^{131m}Xe). В препаратах ^{131}I всегда присутствует небольшая генетическая примесь радиоактивного ^{131m}Xe .

После поступления раствора йода в желудок, он попадает в кровь и через несколько часов оказывается в ЩЖ. Лечебное действие радиоактивного йода основано на разрушении β -частицами тиреоидной ткани.

Поскольку во время облучения функции ЩЖ подавляются, изменяются скорости поглощения и выведения йода. Сами скорости поглощения и выведения, так же как и доля полной активности йода, попавшая в ЩЖ, являются, во-первых, сугубо индивидуальными характеристиками и, во-вторых, зависят от характера заболевания.

Успех радиойодной терапии существенно зависит от того, насколько точно для конкретного пациента определена величина вводимой терапевтической активности радиойода. На практике дозирование терапевтической активности проводят несколькими способами: по весу ЩЖ (0,05 - 0,2 мКи/г введением стандартной активности, зависящей только от тяжести заболевания (2-30 мКи при лечении тиреотоксикоза и нескольких сотен мКи при лечении РЩЖ); по величине поглощенной дозы в ЩЖ (60-120 Гр при лечении тиреотоксикоза).

Было установлено, что непосредственная зависимость между введенной активностью ^{131}I и поглощенной дозой отсутствует. Не было обнаружено также какой-либо связи между величиной дозы, поглощенной метастазами, и индивидуальными характеристиками пациента, такими как возраст, пол, рост, вес. Можно сделать вывод, что введение больным РЩЖ лечебной активности ^{131}I , рассчитанной на вес тела больного, и назначение одинаковой активности всем больным независимо от индивидуальной картины течения болезни не вполне правомерно. Предпочтительно дозировать вводимую пациенту терапевтическую активность, прогнозируя ожидаемую поглощенную дозу, поскольку воздействие на ЩЖ непосредственно связано с поглощенной дозой, а это значит, что нужен метод прогнозирования дозы в зависимости от введенной активности для конкретного пациента.

ДОЗОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ДЛЯ ^{131}I , ^{132}I , ^{133}I

При лечении метастазов РЩЖ радиойод накапливается в метастазах, линейные размеры которых могут быть заметно меньше пробега β -частиц, образующихся при распаде радиоизотопов йода. Поэтому некоторая часть энергии β -частиц выделяется вне метастазов. Для учета доли энергии, поглощенной в ЩЖ, вводятся дозовые коэффициенты.

Дозовые коэффициенты k , имеющие смысл поглощенной в ЩЖ энергии при одном β -распаде в ЩЖ были рассчитаны по формуле

$$k = \frac{E_{\beta,n} + E_{\gamma,n}}{m},$$

где $E_{\beta,n}$ - поглощенная энергия β -излучения, Дж/Бк с; $E_{\gamma,n}$ - поглощенная энергия γ -излучения, Дж/Бк с; m - масса ЩЖ, г.

Была принята следующая геометрическая модель ЩЖ: доли железы представляют собой эллипсоиды с полуосями, значения которых меняются в зависимости от объема щитовидной железы. Принималось, что объемы эллипсоидов одинако-

вы. На основе данных изменения объема ЩЖ с возрастом были получены простые аппроксимации объема ЩЖ как функции от возраста.

Был проведен расчет дозовых коэффициентов как функций от объема ЩЖ (возраста) при равномерном распределении активности по органу. Все расчеты проводились с помощью программы MCNP 4A и детальных энергетических распределений β - и γ -излучений соответствующих радионуклидов.

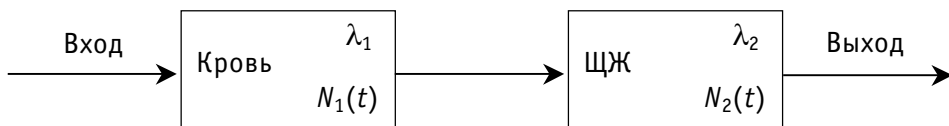
Принимались те же предположения при расчете доли поглощенной энергии β -излучения для набора шаров диаметром от 0.1 до 2 см, которые являются геометрической моделью метастазов - образований из клеток, отделяющихся от опухоли ЩЖ и оседающих в других частях тела (в частности, в легких). Метастазы дифференцированных форм рака органа обладают способностью продуцировать гормоны, соответственно накапливать йод.

Расчеты показывают, что в ЩЖ поглощается от 96 до 98% энергии β -излучения йода-131 (максимальный пробег в ткани $R_{max}=2$ мм, максимальная энергия $E_{\beta}=0.807$ МэВ, средняя энергия $\langle E_{\beta} \rangle = 0.18$ МэВ), от 80 до 89% энергии β -излучения йода-132 ($R_{max}=10$ мм, $E_{\beta}=2.14$ МэВ, $\langle E_{\beta} \rangle = 0.512$ МэВ), от 88 до 96% энергии β -излучения йода-133 ($R_{max}=5.5$ мм, $E_{\beta}=1.527$ МэВ, $\langle E_{\beta} \rangle = 0.418$ МэВ).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОСТИ РАДИОЙОДА В ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЕ

Поскольку воздействие на ЩЖ непосредственно связано с поглощенной дозой, значит нужен метод прогнозирования дозы в зависимости от введенной активности для конкретного пациента. Основой прогноза может быть измерение временной зависимости активности йода в ЩЖ при введении пациенту перед процедурой лечения диагностической активности. Диагностическая активность на 2 – 3 порядка ниже терапевтической и не влияет на функционирование ЩЖ. Измерение диагностической активности и определение по ней поглощенной дозы в ЩЖ позволяет учесть индивидуальные особенности пациента в предположении, что они не зависят от поглощенной дозы, что в принципе противоречит самой идее радиойодтерапии. Прогнозирование терапевтической дозы по результатам измерения диагностической возможно, если предложить математическую модель, достаточно близко описывающую временную зависимость как больших, так и малых активностей в ЩЖ. Модель, не учитывающая зависимость скорости выведения от дозы, может привести к заметной переоценке реальной терапевтической дозы. Следует заметить, что клинический эффект может определяться не только дозой, но и мощностью дозы.

Постановка задачи. Рассмотрим (как наиболее простую) двухкамерную модель переноса йода в человеке, в которой можно учесть зависимость скорости выведения от дозы.



В этой модели йод мгновенно попадает в кровь, из крови со скоростью λ_1 в ЩЖ и со скоростью λ_2 из нее выводится. Скорость выведения состоит из двух составляющих:

$$\lambda = \lambda_{рас} + \lambda',$$

где $\lambda_{рас}$ - постоянная распада ^{131}I , а λ' - скорость биологического выведения. $N_1(t)$ и $N_2(t)$ - активности в крови и ЩЖ соответственно. Поглощенная доза определя-

ется как

$$D(t) = c \int_0^t N_2(t) dt,$$

где константа c предполагается известной и постоянной и определяется интегрированием по энергии β -спектра йода.

При построении математической модели примем, что величина λ_1 постоянна, а λ_2 зависит от $D(t)$. Исходя из общих биологических закономерностей можно предположить, что скорость биологического выведения йода из ЩЖ является постоянной величиной при малых поглощенных дозах и имеет S-образный характер при их увеличении. При большой дозе наступает насыщение и скорость биологического выведения перестает от нее зависеть. В качестве приближений этой общей зависимости было рассмотрено линейное приближение, при котором λ'_2 пропорциональна дозе, и пороговое приближение, при котором λ'_2 постоянна при дозе, меньше пороговой и равна $\lambda'_2 + \lambda$ при дозе, большей пороговой.

Математическая модель и используемые методы

1. Случай, когда параметр λ_2 постоянен (линейная модель). В рамках изложенной выше общей двухкамерной модели рассмотрим сначала наиболее простой случай, когда параметр λ_2 не зависит от накопленной дозы и является постоянной величиной. Математически это может быть выражено следующей системой линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} + \lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t), \quad \frac{dN_1(t)}{dt} + \lambda_1 N_1(t) = N_0 \delta(t)$$

с соответствующими начальными условиями.

Отметим, что в рассматриваемой модели мы предположили мгновенное введение активности в кровь. Принятие другого сценария введения активности приводит к уравнению относительно $N_2(t)$ с другой правой частью.

Решение имеет вид

$$N_2(t) = \frac{N_0 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (-e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t}).$$

Рассмотрим теперь более сложные модели, в которых будем предполагать, что транспортные свойства ЩЖ меняются в зависимости от дозы. Задача не может быть решена точно в общем случае, однако для двух практически важных случаев это может быть сделано.

2. Случай, когда параметр λ_2 пропорционален дозе.

В этом случае уравнения двухкамерной модели с соответствующим начальным условием будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dy(t)}{dt} + (\lambda_2 + k_0 N_0 \int_0^t y(x) dx) y(t) &= \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} \\ \frac{dN_2(t)}{dt} + (\lambda_2 + k_0 \int_0^t N_2(x) dx) N_2(t) &= \lambda_1 N_0 e^{-\lambda_1 t} \\ y(0) = 0 \quad N_2(0) &= 0. \end{aligned}$$

Подробное изложение хода решения можно найти в работе В. Колесова и др. [8], в которой обсуждаются сделанные приближения и приводится конечный результат:

$$N_2(t) = N_0 \left(-\frac{k}{2} D^2 - \lambda_2 D + 1 - e^{-\lambda_1 t} \right).$$

Это выражение совместно с выражением для поглощенной дозы было использовано для получения параметров модели λ_1 , λ_2 , k и N_0 .

3. Случай пороговой зависимости параметра λ_2 .

Уравнение для описания модели в этом случае может быть записано в виде

$$\frac{dy}{dt} + (\lambda_2 + f(D))y = \lambda_1 e^{-\lambda_1 t}, \quad y(0) = 0,$$

где $f(D)=0$ при $t < t_0$, $f(D)=\lambda$ при $t > t_0$, $\Lambda \equiv \lambda_2 + \lambda$.

После ряда преобразований получаем

$$y_{>}(t) = e^{-\Lambda(t-t_0)} y_{<}(t_0) + \frac{\lambda_1}{\Lambda - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{(\Lambda - \lambda_1)t_0} e^{-\Lambda t}).$$

$$N_2(t) = N_0 y_{>}(t).$$

Параметрами модели являются λ_1 , λ_2 , Λ , t_0 и N_0 .

Результаты и обсуждение. Для численной проверки предложенных моделей необходимо было найти эксперименты, при которых вводилась бы достаточно большая начальная активность так, что поглощенная доза в конечном итоге становилась бы значительной. В работе И. Василенко и др. приводятся данные однократного введения белым крысам активностей 3,75 мкКи/животное, 18,75 мкКи/животное и 37,75 мкКи/животное. Эксперименты проводились специально для обнаружения изменения кинетики обмена йода в ЩЖ. В каждом из трех экспериментов использовалось по 10 крыс. Были обработаны все три серии данных с использованием как линейной, так и обеих нелинейных моделей. Поиск параметров осуществлялся методом наименьших квадратов.

Скорость выведения λ_2 для линейной модели практически является средней величиной между начальной λ_2 и конечной $\lambda_2 + \lambda$ для нелинейной модели, в которой скорость выведения меняется скачком. Параметр λ во всех трех случаях оказался отрицательным. Видно, что для случая введения малой активности (3,75 мкКи/животное) скачок λ_2 в два раза меньше, чем для больших активностей, который для них составляет более 25%.

ТЕХНИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОГО ПЛАНИРОВАНИЯ РАДИОЙОДТЕРАПИИ

Материалы и методы. Для системного анализа тактики индивидуального дозиметрического планирования радиойодтерапии больных тиреотоксикозом необходимо измерительное оборудование для определения величины накопления ^{131}I в ЩЖ пациента, способное стабильно работать как с «диагностической» активностью ^{131}I (300-900 кБк), так и с «терапевтической» (37-740 МБк). Измерения «диагностической» активности ^{131}I необходимы до проведения лечения радиойодом для определения функциональных особенностей ЩЖ пациента, а измерения «терапевтической» активности ^{131}I требуются для контроля за дозами, реально поглощенными в ЩЖ больного в ходе радиойодтерапии.

Проблема состоит в следующем. Для измерений «диагностических» активностей существует ряд стандартных приборов типа ГРМ-01Ц (гамматиреорадиометр) или ДСУ (дистанционное стинцилляционное устройство), представляющих собой одноканальные радиометры и широко используемых в медицинской диагностике.

Для измерения «терапевтической» активности стандартных приборов нет. Иногда для снижения скорости счета при измерении больших активностей используют свинцовую пластинку, которую помещают перед детектором, предназначенным для регистрации «диагностического» излучения ^{131}I . Это позволяет снизить скорость счета, однако неизбежно приводит к увеличению потока рассеянных гамма-квантов и, следовательно, к ухудшению энергетического разрешения прибора.

Был создан радиометр для измерения «диагностической» и «терапевтической» активностей ^{131}I в ЩЖ. Радиометр собран из стандартных блоков отечественного производства на базе многоканального анализатора АМА-03-Ф спектрометрического тракта типа «Вектор» с двумя усилителями типа БУИ-ЗК и двумя коллимированными сцинтилляционными блоками детектирования типа БДЭГ-2-22 (для измерения «диагностических» активностей) и 6931-17 (для измерения «терапевтических» активностей), размещенными на штативе типа NZ-268 фирмы «Гамма» (Венгрия). Коллимированные детекторы могут перемещаться с помощью механических приводов по трем координатным осям, что позволяет ориентировать их на необходимую область больного (при измерениях детектор устанавливается на расстоянии 30 см от шеи пациента и нацеливается на область ЩЖ). «Диагностический» детектор снабжен стандартным коллиматором, предназначенным для проведения диагностических исследований в медицинских лабораториях.

Основным требованием, предъявляемым к прибору, было отсутствие просчетов при измерении активности порядка 370 МБк. Для уменьшения перегрузки «терапевтического» детектора коллиматор был сделан так, чтобы частично он перекрывал входную поверхность сцинтиллятора.

Для обработки радиометрических данных был разработан специализированный программный комплекс с удобным интерфейсом для индивидуального дозиметрического планирования радиойодтерапии. Программа, функционирующая в операционной среде Windows 95/98, включает в себя математическую обработку радиометрической информации, построение и отображение на экране дисплея кривой накопления-выведения ^{131}I из ЩЖ пациента. По полученной кривой кинетики йода программа вычисляет $T_{эфф}$ ($T_{эфф}$ - время, за которое активность ^{131}I , находящаяся в ЩЖ пациента, уменьшается в два раза) и поглощенную дозу в ЩЖ. По рассчитанной поглощенной дозе, полученной ЩЖ пациента в ходе «диагностических» измерений, программа вычисляет активность радиойода, необходимую для формирования в ЩЖ пациента желаемой лечебной поглощенной дозы. Расчет производится в предположении, что характеры поведения кривых накопления-выведения ^{131}I при введении «диагностической» и «терапевтической» активностей совпадают. Данное предположение, в общем случае некорректное, но для лечения тиреотоксикоза, когда вводятся сравнительно небольшие активности, оно может использоваться как первое приближение.

Одним из важных достоинств программы является предоставление пользователю-врачу возможности самостоятельно, используя только «мышь», контролировать параметры кривой выведения по графическому изображению функции накопления – выведения. Таким образом, методика индивидуального дозиметрического планирования радиойодтерапии больных тиреотоксикозом с учетом всех основных факторов, возможно влияющих на поглощенную дозу в ЩЖ, принятая в отделении радиохирургического лечения открытыми радионуклидами МРНЦ РАМН, заключается в следующем.

а). «Диагностические» измерения. После введения пациенту диагностической метки («диагностической» активности) с помощью описанного выше радиометра проводятся измерения величины накопления ^{131}I в ЩЖ больного. Измерения про-

водятся в течение 4 суток с временными интервалами между измерениями: 4-5 часов после введения радиофармпрепарата, далее один-два раза в сутки. Размеры щитовидной железы пациента измеряются с помощью УЗИ.

б). *Расчетная часть.* На этом этапе с помощью специализированного программного комплекса ДОЗА-1 производится вычисление эффективного периода полувыведения «диагностической» активности ^{131}I и поглощенной дозы в ЩЖ пациента, сформированной этим количеством радиофармпрепарата. При определении поглощенной дозы подробно учитывается кинетика ^{131}I в ЩЖ.

в). *«Терапевтические» измерения.* После введения больному лечебного количества ^{131}I с помощью радиометра проводятся наблюдения за кинетикой йода (аналогично а)) и вычисляется реальная доза, поглощенная ЩЖ пациента в ходе радиойодтерапии (аналогично б)).

РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ НАСЕЛЕНИЯ ПРИ ОБЩЕНИИ С ПАЦИЕНТАМИ, ПРОШЕДШИМИ КУРС РАДИОЙОДТЕРАПИИ

Пациент, проходящий курс радионуклидной терапии, может представлять радиационную опасность для медицинского персонала радиологических учреждений, родственников и других лиц из населения, поскольку после введения РФП сам пациент становится источником как ионизирующего излучения, так и радиоактивного загрязнения окружающей среды. В радиологических клиниках такие пациенты находятся на так называемом закрытом режиме в палатах, оснащенных спецвентиляцией и спецканализацией, защитными ширмами, телемониторами, телефонами связи и иным оборудованием, минимизирующим облучение медицинского персонала.

Выписка пациентов осуществляется в соответствии с положениями нормативных документов, регламентирующих радиационную безопасность. Согласно отечественным НРБ-99 вывод больного из радиологического отделения разрешается, если значение мощности дозы гамма-излучения на расстоянии 1 м от него не превышает 3 мкЗв/час. В зарубежных странах действуют менее жесткие нормативы: 20 мкЗв/час - в ряде стран Европы и 7 мР/час - в США. Кроме того, законодательством этих стран допускается амбулаторное лечение тиреотоксикоза, если отсутствуют показания к госпитализации, а в США разрешается пребывание больного вне стационара при введении активностей ^{131}I менее 1,2 ГБк (33 мКи) и при ином диагнозе заболевания ЩЖ. В настоящее время в НКРЗ США и Канады активно обсуждается протокол амбулаторного лечения больных РЩЖ радиойодом при назначении и более высоких активностей.

Действующие в нашей стране нормативы предопределяют в большинстве случаев продолжительное пребывание пациентов в клинике радиологического профиля (от 3 до 12 дней, иногда до 21 дня) по сравнению с западными клиниками, где пациенты находятся не более 1-3 дней. Столь явное отличие зарубежных нормативов от отечественных объясняется тем, что в системе радиационной безопасности ряда стран предусматриваются типовые рекомендации, даваемые пациентам при выписке, которые регламентируют время его общения с супругами, детьми, беременными женщинами, коллегами по работе, что должно способствовать снижению дозовых нагрузок на окружающих до допустимого предела годовой эффективной дозы в 1 мЗв (в отдельных случаях - 5 мЗв), принятого во всех странах.

Были оценены дозы, которые могут получить родственники и отдельные лица из населения при контакте с пациентами, прошедшими курс радиойодтерапии, вне стен радиологического отделения.

Материалы и методы. Были обработаны накопленные в Медицинском радиологическом научном центре (МРНЦ) РАМН с 1983 по 1999 гг. результаты обследования больных, проходивших радиойодтерапию по поводу тиреотоксикоза и РЩЖ. Архив включает в себя, в частности, данные дозиметрических измерений, которые проводились с целью определения времени вывода пациентов из закрытого режима в соответствии с действующими требованиями. Значение мощности экспозиционной дозы (МЭД) на расстоянии 1 м от пациента и на поверхности тела (фиксировали максимальное значение МЭД в проекции очага накопления РФП) измерялось портативным сцинтилляционным дозиметром ДРГ-05М (Россия), предназначенным для измерения мощности экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучения. Дозиметрические измерения начинались через 1 сутки (реже 2-3 суток) после введения ^{131}I и проводились, как правило, ежедневно на протяжении всего срока нахождения пациента на закрытом режиме.

Исследуемый контингент из 220 пациентов, которым в общей сложности было проведено 376 курсов лечения (или, другими словами, назначено радиойодпроцедур) был разделен на 4 группы в зависимости от диагноза заболевания (тиреотоксикоз, рак ЩЖ) и характера примененной радионуклидной процедуры (абляция остаточной ткани ЩЖ, лечение метастазов в легких или в костях).

Все значения МЭД нормировались на величины вводимых активностей ^{131}I . По результатам измерений каждого пациента был проведен линейный регрессионный анализ между значениями натуральных логарифмов величин МЭД и временем после введения РФП. Из уравнений линейной регрессии были определены эффективные периоды и расчетные величины МЭД через сутки после введения РФП. Совокупность полученных данных позволила провести статистический анализ этих величин, рассмотреть их корреляционные соотношения и рассчитать дозы, которые могут получить окружающие при контакте с пациентом после проведения соответствующей радиойодпроцедуры.

В основу проведенных оценок доз были заложены следующие эпизоды типового сценария социального поведения больного после выписки из радиологического стационара, определяющие продолжительность и характер протекания его контакта с отдельными лицами из населения.

1. Пациент выписывается из радиологического отделения через 3 дня независимо от заболевания и характера примененной радиойодпроцедуры.

2. Сразу после выписки пациент добирается домой в общественном транспорте (автобус, троллейбус, метро) на близком расстоянии (вплотную) или в автомобиле на дистанции 1 м от пассажиров. При переезде на большие расстояния (в поезде, самолете) пациент находится на расстоянии 1 м от окружающих.

3. В рабочее время пациент общается с коллегами 8 часов на расстоянии 1 м.

4. Дома пациент ежедневно контактирует с супругом (-ой) 6 часов в пределах 1 м и в течение ночи (8 часов) на близком расстоянии.

5. Время ежедневного общения с детьми определялось возрастом ребенка: общение с детьми младше 2,5 лет составляет 6 часов на близких расстояниях и 5 часов на расстоянии 1 м; с детьми дошкольного возраста (2,5 -7 лет) пациент проводит 4 часа ежедневно как рядом с ребенком, так и на расстоянии 1 м от него; дети школьного возраста 7-11 лет находятся в течение 2 часов на близком расстоянии и 4 часов в пределах 1 м от родителя-пациента.

6. Пациент, проживая с другими родственниками в одной комнате, находится от них на расстоянии порядка 2 м не менее 15 часов в сутки.

Время, в течение которого пациенту следует ограничить общение с окружающими его людьми, определялось исходя из того, что получаемые лицами из населения дозы не

должны превышать 1 мЗв в год, и в течение года пациент проходит только один курс терапии ^{131}I .

Результаты. Линейный регрессионный анализ данных дозиметрических измерений показал, что изменение во времени значений мощности дозы поля гамма-излучения каждого пациента, приведенные к единичной введенной активности радиофармпрепарата (РФП), уже через сутки после введения можно описать экспоненциальной функцией.

Полученные данные позволяют оценить дозы, которые могут получить лица из населения при контакте с пациентами за пределами радиологического стационара. Дозы рассчитывались для расстояний и времен, соответствующих эпизодам сценария и характеру заболевания. При этом предполагалось, что вводятся типичные для терапевтических процедур клиники МРНЦ активности ^{131}I . В табл. 2 представлены средние дозы облучения отдельных лиц из населения от пациентов рассматриваемых групп. Дозы, которые могут получить коллеги по работе и взрослые родственники пациентов, проживающие с ним в одной комнате, практически, не превышают годовой предел дозы. В то же время супруги пациентов и их дети подвержены риску облучения дозой существенно выше 1 мЗв в год.

Дозы облучения родственников пациентов, проходивших курс лечения ^{131}I по поводу РЩЖ, ниже, чем у родственников пациентов с тиреотоксикозом. Это можно объяснить меньшим накоплением РФП в остатках ЩЖ или метастазах по сравнению с увеличенной ЩЖ при тиреотоксикозе и более быстрым выведением ^{131}I из организма. Сравнение данных по группе больных с РЩЖ показало, что наибольшую опасность для окружающих могут представлять пациенты, у которых радиойодтерапия проводится с целью аблации остаточной ткани ЩЖ.

Полученную информацию можно рассматривать как профилактические или радиационно-гигиенические рекомендации (инструкцию поведения) для пациентов, прошедших курс радиойодтерапии. Согласно нашим оценкам, в день выписки (через 3 дня после введения радиойодпрепарата) пациент может передвигаться в общественном транспорте (автобусе, метро, электричке) на близких расстояниях от пассажиров, а также в самолете, поезде или легковом автомобиле на расстоянии 1 м от окружающих без существенных ограничений. В этот же день пациент может возобновить контакты с коллегами по работе. Таким образом, прерывание трудовой деятельности или обучения пациента в ходе лечения может носить непродолжительный характер. В подавляющем большинстве случаев пациентам не требуется и проживания в отдельной комнате. В целях радиационной безопасности поведение пациента в отношении супругов и детей следует регламентировать.

Таблица 1

Доза в мЗв, которую могут получить окружающие при общении с пациентом после выписки

Радионуклидная процедура	Группы	Активность (МБк)	Коллеги	Родственники	Супруги	Дети		
						До 2,5 лет	от 2,5 до 7 лет	от 7 до 11 лет
Лечение тиреотоксикоза	A	185	0,38	0,18	38,8	29,2	19,5	9,8
Лечение РЩЖ, аблация	B	2590	0,16	0,07	7,4	5,6	3,7	1,9
		3700	0,22	0,10	10,6	7,9	5,3	2,7
Лечение РЩЖ с метастазами в легкие	C	2590	0,02	0,01	1,1	0,8	0,5	0,3
		3700	0,03	0,02	1,5	1,1	0,7	0,4

Такие рекомендации как ограничение времени общения на близких расстояниях - с супругом (ребенком) спать раздельно в течение ночи, не держать маленького ребенка на руках и т.д. - являются приемлемыми и практикуются во многих странах во избежание длительного пребывания пациентов в клиниках.

По данным настоящего исследования в случае несоблюдения рекомендаций отличие максимально возможных доз от средних для лиц из населения, общающихся с пациентом, после лечения тиреотоксикоза может достигать 3 раз, радиойодаблации - 25, лечения РЩЖ с метастазами в легкие -10 и метастазами в кости - 35 раз даже при введении стандартных для соответствующей радиойодпроцедуры активностей. Очевидно, что единые рекомендации для пациента, обеспечивающие не превышение годового предела дозы на население, должны быть или очень консервативными или индивидуальными. В последнем случае необходимо учитывать реальные изменения значений мощности дозы во времени на различных расстояниях от пациента при проведении курса радиойодтерапии, а также состав семьи, удаленность места проживания от клиники, жилищные условия и другие социальные факторы.

С этой целью разработана программа для персональных компьютеров (ПК), функционирующая в операционной системе Windows (95/98), с удобным для пользователя интерфейсом, который позволяет для каждого больного, проходящего курс радиойодтерапии, рассчитать и распечатать в виде памятки для пациента рекомендации по временным ограничениям его общения с окружающими после выписки с учетом индивидуальных особенностей. При снижении мощности дозы на расстоянии 1 м от пациента до 3 мкЗ/час оператор (врач-радиолог или дозиметрист) вносит в ПК значения мощности дозы вплотную и на расстоянии 1 м для каждого дня измерений. Аппроксимация изменения значений мощности дозы во времени одноэкспоненциальной функцией проводится под контролем оператора. По его команде производится расчет рекомендаций по временным ограничениям согласно типовому сценарию поведения пациента в обществе. При необходимости предусмотрена возможность изменения параметров эпизодов сценария (например, планируемое количество курсов лечения за год или существенное отличие условий проживания с родственниками). По полученным данным и с учетом клинических показаний принимается решение о выводе больного с закрытого режима и выписке его из стационара и вручается памятка - распечатка рекомендаций.

Практика показала, что норматив 3 мкЗв/час, предусмотренный НРБ-99, очень консервативен в случае введения временных ограничений пациенту вместе спать и носить маленького ребенка на руках. Общение пациента с близкими при соблюдении этих условий не приводит к переоблучению последних и при более высокой норме. В то же время при выписке по достижении мощности дозы ниже 3 мкЗв/час возможно переоблучение больше годового предела дозы 1 мЗв детей и супруга(ги) пациента, если не предусматривать этих ограничений. Обязательное введение рекомендаций по социальному поведению пациента позволяет поставить вопрос о пересмотре неоправданно жесткого норматива 3 мкЗв/час, предусмотренного НРБ-99, в сторону его увеличения.

Принятие новых норм и рекомендаций будет способствовать более широкому внедрению методов радионуклидной терапии в практику отечественного здравоохранения, снизит стоимость лечения и психологические нагрузки на больного из-за менее продолжительного пребывания на закрытом режиме и позволит в ряде случаев применять амбулаторное лечение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре кратко изложены итоги многолетних исследований, целью которых являлось физическое обоснование радиойодтерапии болезней щитовидной железы – тиреотоксикоза и рака щитовидной железы с метастазами. Результаты этих исследований в совокупности с анализом клинической практики позволили обосновать метод дозиметрического планирования радиойодтерапии, позволяющий индивидуализировать лечение. Метод обеспечивает повышение качества лечения – более точное определение вводимой каждому пациенту активности радиойода, сокращение срока пребывания пациентов в клинике, что, в свою очередь, обуславливает значительный экономический и социальный эффекты.

Разработанные методики, алгоритмы, технические средства используются в клинической практике МРНЦ РАМН при лечении тиреотоксикоза и рака щитовидной железы.

Литература

1. Ситникова Е.А., Капчигашев С.Д., Колесов В.В., Матусевич Е.С. Расчет дозовых коэффициентов в щитовидной железе для изотопов I-131, I-132, I-133 // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1997. - № 6. – С. 20.
2. Матусевич Е.С., Розиев Р.А., Шишканов Н.Г., Лянной Н.Н., Милешин О.А., Кленов А.Я., Алян А.С. Решение технических и методических проблем при индивидуальном дозиметрическом планировании радиойодтерапии диффузно-токсического зоба. // Медицинская физика. Часть 3. Ядерная медицина. – 2001. - №11. - С. 24.
3. Тимохина О.В., Степина Е.В., Розиев Р.А., Дроздовский Б.Я. Анализ эффективности радиойодтерапии больных раком щитовидной железы с метастазами в кости: дозиметрический подход // Медицинская физика. Часть 3. Ядерная медицина. – 2001. - №11. – С. 30.
4. Шишканов Н.Г., Бакун Ю.М., Розиев Р.А., Матусевич Е.С., Кленов А.Я., Милешин О.А., Цыб А.Ф., Дроздовский Б.Я. О радиационной безопасности населения при общении с пациентами, прошедшими курс радиойодтерапии // Медицинская физика. Часть 3. Ядерная медицина. – 2001. - №11. - С. 31.
5. Алян А.С., Розиев Р.А. Применение ^{131}I для лечения диффузного токсического зоба // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. - №2. – С. 127-133.
6. Бакун Ю.М., Розиев Р.А., Шишканов Н.Г. Радиойодтерапия диффузного токсического зоба. Дозиметрическое планирование. Обзор литературы: Отчет ОИАТЭ, 2000.
7. Бакун Ю.М. и др. Программный комплекс «Doza-2»: Тр. конф. «Радиология-2000» (Москва 13-16 июня 2000 г.). - М.: МОРАГ-ЭКСПО, 2000. - С. 59.
8. Колесов В.В., Матусевич Е.С., Ставинский В.С., Розиев Р.А. Математическое моделирование активности радиойода в щитовидной железе // Радиобиология (в печати).
9. Бакун Ю.М., Алян А.С., Лянной Н.Н., Матусевич Е.С., Шишканов Н.Г., Розиев Р.А. Разработка технико-методических средств для радиометрических исследований и дозиметрического планирования радиойодтерапии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2001. - №3. - С. 91.
10. Алян А.С., Розиев Р.А. Радиотерапия диффузного токсического зоба: дозиметрические аспекты // Медицинская радиология и радиационная безопасность. – 2001. - Т. 46. - № 2. - С. 53.

Поступила в редакцию 24.12.2001

С 15 по 19 мая 2000 г. на базе Обнинского института атомной энергетики проводилась Международная конференция «МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ», посвященная академику А.Н. Тихонову.

Тематика докладов охватывала следующие направления:

- 1) законы сохранения математической физики (газовая динамика, гидродинамика, уравнения физической кинетики);
- 2) математическое моделирование;
- 3) разностные методы;
- 4) методы малого параметра;
- 5) вычисление разрывных функций, обратные и некорректные задачи;
- 6) компьютерное моделирование в ядерной энергетике.

Современные проблемы математического моделирования, основывающиеся на фундаментальных исследованиях в области нелинейной математической физики и приближенных методов, находятся под пристальным вниманием ведущих специалистов России, принадлежащих к мировой элите в этих областях математики.

На конференции выступили как единое научное сообщество специалисты по современным нелинейным моделям математической физики, работающие в области теории и приближенных методов в физической кинетике, в механике сплошной среды, а также специалисты по математическому моделированию, разностным методам, сингулярно возмущенным и некорректным задачам и их применению в области ядерной энергетике.

Наиболее актуальные проблемы мировой математической науки, нашедшие отражение в докладах ведущих ученых, включают в себя исследование математических моделей законов сохранения, газовой динамики, гидродинамики, уравнений физической кинетики, а также разработку математических моделей, разностных и иных приближенных методов.

В течение полувека научная школа, созданная академиком А.Н. Тихоновым и возглавляемая ныне его первым учеником - академиком, советником РАН А.А. Самарским, сохраняет лидирующее положение на главных направлениях математической физики, математического моделирования, применения и обоснования приближенных методов в нелинейных задачах, имеющих широкий спектр применений в технике, экономике, энергетике, экологии, социологии и других областях, тесно связанных с проблемами развития России как передовой индустриальной державы в рамках мирового сообщества. Важнейшим фактором развития научного направления, принадлежащего научной школе академика А.Н. Тихонова, является неиссякающий приток научной молодежи, о чем свидетельствуют доклады аспирантов, представленные в рамках конференции.

Следует подчеркнуть, что большинство докладов, представленных на конференции российскими учеными, выполняются в рамках грантов, поддержанных РФФИ.

В соответствии с решением организационного комитета и редакции журнала «Известия вузов. Ядерная энергетика» в настоящий номер включены статьи ряда участников конференции, связанные с математическими моделями физических процессов и приложениями в физике высоких энергий.

Председатель организационного комитета
профессор Ю.А. Казанский

УДК 519.7: 621.039.643

АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

П.П. Волосевич, Е.И. Леванов

Институт математического моделирования РАН, г. Москва

Р

Уравнения двухтемпературной магнитной гидродинамики составляют основу математического моделирования широкого круга актуальных задач физики плазмы. Так в [1,2] проводится анализ нагрева и сжатия плазмы осевым магнитным полем (тета-пинч), в том числе с учетом торцевых потерь энергии и массы. Ряд работ, например, [3-5] посвящен исследованию с помощью вычислительных экспериментов и автомоделных решений процессов, происходящих при сильноточном разряде в плазме.

В настоящей работе излагается ряд результатов анализа автомоделных решений уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики с учетом электронной теплопроводности, электронно-ионной релаксации и электропроводности как бесконечной (вмороженное магнитное поле), так и конечной, зависящей от температуры и плотности. Аналогично [6] исследование проводится с помощью сочетания качественных методов с вычислительными экспериментами. Рассматриваются различные виды магнитогидродинамических температурных волн.

1. УРАВНЕНИЯ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Уравнения магнитной гидродинамики объединяют уравнения газовой динамики, в которых учтены эффекты, связанные с влиянием на движение электромагнитных полей, и уравнения Максвелла, описывающие электродинамические процессы. Соответствующую систему уравнений рассмотрим в одножидкостном двухтемпературном приближении [7] в предположениях плоской ($\nu=0$) и осевой ($\nu=1$) симметрии.

Пусть векторы скорости \bar{V} , напряженности магнитного поля \bar{H} и электрического поля \bar{E} имеют вид

$$\bar{V} = \{V_r, 0, V_z\}, \quad \bar{H} = \{H_r, 0, H_z\}, \quad \bar{E} = \{0, H_\phi, 0\}, \quad (1.1)$$

где V_r и H_r - продольные компоненты векторов; V_z , H_z и E_ϕ - компоненты, поперечные к движению. В одномерном случае $H_r \equiv H_{r0} = const$, причем в случае осевой симметрии $H_{r0}=0$ и, следовательно, $V_z \equiv 0$.

Будем считать выполненными известные приближения магнитной гидродинамики о квазинейтральности среды, малости токов смещения по сравнению с током проводимости и отсутствии релятивистских эффектов [8,9]. При не слишком большом отношении ионной и электронной температур T_i/T_e можно пренебречь ионной вяз-

костью и ионной теплопроводностью. Не будем учитывать также собственное тепловое излучение среды.

В полностью ионизованной (водородоподобной) плазме можно считать справедливыми уравнения состояния идеального газа

$$P_i = R\rho T_i, \quad P_e = Rz\rho T_e, \quad \varepsilon_i = \frac{R}{\gamma-1} T_i, \quad \varepsilon_e = \frac{R}{\gamma-1} z T_e. \quad (1.2)$$

Здесь $P_{i,e}$ и $\varepsilon_{i,e}$ - ионные и электронные компоненты соответственно давления и удельной внутренней энергии; R - газовая постоянная; z и $\gamma > 1$ - постоянные значения зарядового числа и отношения удельных теплоемкостей.

Величины, выражающие свойства вещества (коэффициент электронной теплопроводности K_e , электропроводность среды σ и время электронно-ионной релаксации τ_{ie}), в водородоподобной плазме являются известными степенными функциями своих аргументов [7,10]:

$$K_e = K_{e0} T_e^{5/2}, \quad \sigma = \sigma_0 T_e^{3/2}, \quad \tau_{ie} = \tau_{ie0} T_e^{3/2} \rho^{-1}, \quad (1.3)$$

где ρ - плотность, K_{e0} , σ_0 и τ_{ie0} - положительные постоянные.

В дальнейшем положим

$$K_e = K_{e0} T_e^a \rho^b, \quad \sigma = \sigma_0 T_e^{a_0} \rho^{b_0}, \quad \tau_{ie} = \tau_{ie0} T_e^{a_1} \rho^{-b_1}, \quad (1.4)$$

где $a > 0$, $a_0 > 0$, $0 < a_1 < a$.

Рассмотрим также случай бесконечной электропроводности

$$\sigma_0 = \infty. \quad (1.5)$$

Обмен энергией между электронами и ионами выразим по классической формуле [11]

$$Q_{ie} = \tau_{ie}^{-1} (T_i - T_e). \quad (1.6)$$

Полагая $V \equiv V_z$, $H \equiv H_z$, $E \equiv cE_\phi$, где c - скорость света, систему уравнений двух-температурной магнитной гидродинамики в массовых переменных Лагранжа m и t можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu V), \quad \frac{\partial r}{\partial t} = V, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -r^\nu \frac{\partial}{\partial m} \left(P_e + P_i + \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{H_{r0}}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial m}, \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = P_e \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu W_e) + Q_{ie} + \frac{\sigma E^2}{\rho}, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} = -P_i \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - Q_{ie}, \quad (1.10)$$

$$W_e = -K_e \rho^\nu \frac{\partial T_e}{\partial m}, \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{H}{\rho} \right) = H_{r0} \frac{\partial V_z}{\partial m} - \frac{\partial}{\partial m} (r^\nu E), \quad (1.12)$$

$$E = -\frac{\rho r^\nu}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial m}, \quad (1.13)$$

Здесь $r = r(m, t)$ - переменная Эйлера; W_e - плотность потока тепла, обусловленного электронной теплопроводностью; производная по времени - Лагранжева (производная вдоль траектории частиц). Члены с множителем H_{r0} записаны для случая плоской симметрии.

Известно, что скорость малых возмущений в газовой динамике определяется скоростью звука C [12]. В двухтемпературной среде без учета ионной теплопроводности и в случае справедливости уравнений состояния идеального газа (1.2) скорость звука C определяется соотношением

$$C = \sqrt{R(zT_e + \gamma T_i)}. \quad (1.14)$$

В магнитной гидродинамике в общем случае существует три скорости звука [8] - т.н. альфвеновская (C_A), которая определяется формулой

$$C_A = \frac{H_{r0}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (1.15)$$

быстрая (C_+) и медленная (C_-) скорости звука. В рассматриваемом случае функции C_+ и C_- имеют вид

$$C_{\pm} = \sqrt{0.5 \left[\frac{C^2 + C_A^2 + H^2}{4\pi\rho} \pm \sqrt{\left(\frac{C^2 + C_A^2 + H^2}{4\pi\rho} \right)^2 - 4C^2 C_A^2} \right]}. \quad (1.16)$$

Перечисленные выше магнитные скорости звука находятся в следующем соотношении:

$$C_- \leq C_A \leq C_+. \quad (1.17)$$

В магнитной гидродинамике, как и в обычной газовой динамике, возможны решения разрывного типа - ударные волны сжатия [8,9].

Обозначим индексом «1» величины впереди фронта разрыва, а индексом «2» - за фронтом разрыва. Пусть $m = m_1(t)$ - траектория движения фронта разрыва по массовой лагранжевой координате m , $D = \frac{\partial m_1}{\partial t}$ - «массовая» скорость разрыва, $U_1 = \frac{D}{r_1^v \rho_1}$

и $U_2 = \frac{D}{r_1^v \rho_2}$ - скорости фронта ударной волны относительно газа соответственно перед волной и за волной.

Для газодинамических ударных волн сжатия справедливы соотношения

$$U_1^2 > C_1^2, \quad U_2^2 < C_2^2. \quad (1.18)$$

В магнитной гидродинамике существуют различные типы сильных разрывов. Существует т.н. быстрая магнитогидродинамическая ударная волна, для которой справедливы неравенства

$$U_1^2 > C_{+,1}^2, \quad C_{A_2}^2 < U_2^2 < C_{+,2}^2 \quad (1.19)$$

и медленная ударная волна -

$$U_2^2 > C_{-,2}^2, \quad C_{-,1}^2 < U_1^2 < C_{A_1}^2. \quad (1.20)$$

При $H_{r0} = 0$ и, следовательно, $C_A = C_- = 0$ возможны лишь быстрые магнитогидродинамические ударные волны.

Помимо перечисленных выше типов ударных волн существуют т.н. альфвеновские разрывы, распространяющиеся со скоростью Альфвена C_A :

$$U_1^2 = U_2^2 = C_{A_1}^2 = C_{A_2}^2. \quad (1.21)$$

На фронте альфвеновского разрыва все термодинамические величины и продольная компонента вектора скорости \bar{V} неизменны. Однако для магнитного поля и поперечной составляющей скорости получаем

$$H_2 = -H_1, \quad V_{z_2} = V_{z_1} + 2H_1 \sqrt{\frac{1}{4\pi\rho_1}}. \quad (1.22)$$

Разрывы указанного типа называют вращательными.

При учете в среде электронной теплопроводности аналогично обычной газодинамике в магнитной гидродинамике на фронте перечисленных выше сильных разрывов электронная температура T_e неизменна, а гидродинамические величины - плотность потока тепла W_e и ионная температура T_i - разрывны. Разрыв является изоэлектронно-термическим [13,6].

В случае $\sigma_0 = \infty$ ($E \equiv 0$) разрывными являются напряженность магнитного поля H и тангенциальная компонента скорости V_z .

Если электропроводность конечна и определяется по формуле $\sigma = \sigma_0 T_e^{a_0} \rho^{b_0}$, то разрыв является изомагнитным: на нем не меняется напряженность магнитного поля H и поперечная компонента скорости V_z , а напряженность электрического поля (магнитный поток $E = -\frac{\rho r^v}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial t}$) является разрывной.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. УСЛОВИЯ АВТОМОДЕЛЬНОСТИ

Одной из распространенных моделей, которая используется для построения автомодельных решений в газовой и магнитной гидродинамике, является модель поршня [6, 8, 14, 15].

Задача о поршне в одномерном плоском случае формулируется следующим образом. Однородный покоящийся газ занимает полупространство $m > 0$, ограниченное слева ($m = 0$) плоскостью - поршнем. При $t > 0$ поршень под действием внешних сил начинает двигаться со скоростью, закон изменения которой во времени задан. При учете в среде теплопроводности на поршне должен быть задан также закон изменения со временем температуры или плотности потока тепла. Наряду с плоским поршнем можно рассматривать цилиндрический поршень, расширяющийся от оси симметрии.

Если газ обладает конечной проводимостью, то на границе с поршнем кроме упомянутых выше условий должен быть задан закон изменения со временем напряженности магнитного или электрического поля.

Движение газа перед поршнем может быть автомодельным, если величины, заданные при $m = 0$, являются степенными функциями времени.

Таким образом, при $m = 0$ граничные условия запишем в следующем виде:

$$V(0,t) = V_0 t^{n_1}, \quad V_z(0,t) = V_{z0} t^{n_1}, \quad W_e(0,t) = W_0 t^q, \quad H(0,t) = H_0 t^q. \quad (2.1)$$

Кроме условия поршня плоскость $m = 0$ ($n=0$) может характеризовать границу проводящего газа с вакуумом:

$$\rho(0,t) = 0, \quad W_r(0,t) = W_0 t^q, \quad H(0,t) = H_0 t^q. \quad (2.1')$$

Функция $H = H(0,t)$ при $m = 0$ задается, если $\sigma_0 \neq \infty$.

В начальный момент времени $t = 0$ будем считать, что газ является покоящимся, холодным и имеет распределенную по массовой координате m начальную плотность

$$V(m,0)=0, \quad V_z(m,0)=W_0 t^g, \quad T_{e,i}(m,0)=0, \quad \rho(m,0)=\rho_0 m^e. \quad (2.2)$$

Кроме того, будем предполагать, что в любой момент времени $t \geq 0$ в невозмущенной области среды $m > M(t), 0 < M(t) \leq \infty$ задано магнитное поле вида

$$H(m,t)=H_1 t^q, \quad H_1 = \text{const}. \quad (2.3)$$

При $\sigma_0 \neq \infty$ возможно $H_1 = 0$.

Анализ размерностей постоянных определяющих параметров задачи (1.2), (1.4)-(1.13), (2.1)-(2.3) приводит к следующим условиям автомодельности.

При $\sigma_0 = \infty, H_{z0} = 0$ должны выполняться соотношения

$$g[2(a-1)(1-l) - (v+1)(1-b)l] - 3 - l[(2a-3b)(v+1) + 2v - 1] = 0, \quad (2.4)$$

$$n_1 = \frac{g(1-l) - (v+1)l}{3 - (2-v)l} \quad (2.5)$$

$$[(2a_1+1)(2a+1-3b) - (2a-1)(2a_1+3b_1)](1-l) + [(2a_1+1)(1-b) - (2a-1)b_1][(2-v)l - 3] = 0. \quad (2.6)$$

При $\sigma_0 = \infty, H_{r0} \neq 0 (v=0)$ требуется также выполнение условия

$$l = -\frac{2}{2(a-b)-1}, \quad a-b \neq \frac{1}{2}. \quad (2.7)$$

В случае $\sigma_0 \neq \infty$ помимо вышеперечисленных соотношений должно выполняться следующее условие автомодельности:

$$2(a+a_0) + l[(v+1)(1-b-b_0) + 2a(v+1)(b_0-1) + 2a_0(v-b)] = 0. \quad (2.8)$$

Отметим, что при $a_1 = a - 1, b_1 = 1 - b$ (в том числе при параметрах полностью ионизованного газа) соотношение (2.6) выполняется тождественно. Из условия конечности массы на конечном интервале по r следует неравенство $l < 1$ [6].

Выберем за определяющие параметры с независимыми размерностями константы R, K_{e0}, ρ_0 и время t .

При выполнении в общем случае условий автомодельности (2.4)-(2.8) независимые переменные m и t можно представить в виде следующей безразмерной комбинации:

$$S = \frac{m}{[R^{a+1} K_{e0}^{-1} \rho_0^{2(a-1)/(v+1)+1-b}]^{1/\nu_0} t^n}, \quad (2.9)$$

где

$$\nu_0 = \frac{(v+1)}{2(a-1)(1-l) - (v+1)(1-b)l}, \quad n = \frac{\nu_0(1-l + (v+1)(1-b)l) + v + 1}{1-l} > 0.$$

Искомые величины представимы в виде

$$\Phi(m,t) = \Phi(s) \Phi_0 t^{n_0}, \quad (2.10)$$

где Φ_0 представляет собой степенной одночлен, выраженный через параметры R, K_{e0} , и $R, \Phi = \Phi(s)$ - соответствующие безразмерные функции.

Пусть $\delta = \delta(s)$ безразмерная функция плотности $\rho = \rho(s)$, $\alpha = \alpha(s)$ - скорости $V = V(m,t)$, $\lambda = \lambda(s)$ эйлеровой переменной $r = r(m, t)$, $f_{i,e} = f_{i,e}(s)$ ионной и электронной температуры $T_{e,i} = T_{e,i}(m,t)$, $\alpha_z = \alpha_z(s)$ - поперечной компоненты скорости $V_z = V_z(m,t)$, $h = h(s)$ - напряженности магнитного поля $H = H(m,t)$, $w_e = w_e(s)$ - плотности потока тепла $W_e = W_e(m,t)$, $\tilde{e} = \tilde{e}(s)$ - напряженности электрического поля $E = E(m,t)$.

С помощью замены переменных (2.9)-(2.10) систему (1.7)-(1.13) с учетом соотношений (1.2), (1.4)-(1.6) сведем к следующей системе нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$-nl\delta + ns\delta' = \delta^2(\lambda^v \alpha)', \quad (2.11)$$

$$0.5n_0\alpha - ns\alpha' = -\lambda^v(\delta'f + f\delta + \frac{h}{4\pi}h'), \quad f = f_i + zf_e, \quad (2.12)$$

$$0.5n_0\alpha_z - ns\alpha'_z = \frac{\tilde{H}_0}{4\pi}h', \quad (2.13)$$

$$\frac{z}{\gamma-1}(n_0f_e - nsf'_e) = -z\delta f_e(\lambda^v \alpha)' - (\lambda^v w_e)' + \tilde{\sigma}_0 f_e^{a_0} \delta^{b_0-1} \tilde{e}^2 + \tilde{\tau}_{ie0}^{-1} f_e^{-a_1} \delta^{b_1} (f_i - f_e), \quad (2.14)$$

$$\frac{1}{\gamma-1}(n_0f_i - nsf'_i) = -\delta f_i(\lambda^v \alpha)' - \tilde{\tau}_{ie0}^{-1} f_e^{-a_1} \delta^{b_1} (f_i - f_e), \quad (2.15)$$

$$w_e = -f_e^a \delta^{b+1} \lambda^v f'_e, \quad (2.16)$$

$$(q-nl)\frac{h}{\delta} - ns\left(\frac{h}{\delta}\right)' = \tilde{H}_0\alpha'_z - (\lambda^v \tilde{e})', \quad (2.17)$$

$$\tilde{e} = -\frac{1}{4\pi}\lambda^v \tilde{\sigma}_0^{-1} f_e^{-a_0} \delta^{-b_0} h', \quad (2.18)$$

$$ns = \delta\lambda^v((0.5n_0 + 1)\lambda - \alpha), \quad (2.19)$$

где $n_0 = \frac{2\phi[1-l+(v+1)(1-b)l]}{v+1}$, $q = 0.5(n_0 + nl)$, \tilde{H}_0 , $\tilde{\sigma}_0$, $\tilde{\tau}_{ie0}, \dots$ - безразмерные константы, выражающиеся через постоянные определяющие параметры задачи, штрихом обозначена производная по s .

При $\tilde{\sigma}_0 = \infty$ имеем $\tilde{e} \equiv 0$. При этом в случае $\tilde{H}_0 = 0$ уравнение (2.17) интегрируется:

$$h = const S^{\frac{q-nl}{n}} \delta. \quad (2.20)$$

В переменных (2.9), (2.10) граничные и начальные условия (2.1)-(2.3) примут вид:

$$\alpha(0) = \alpha_0, \quad \alpha_z(0) = \alpha_{z0}, \quad w(0) = w_0, \quad h(0) = h_0, \quad (2.21)$$

$$\alpha(s_0) = 0, \quad \alpha_z(s_0) = 0, \quad f_e(s_0) = 0, \quad f_i(s_0) = 0, \quad \delta(s_0) = s_0^l, \quad h(s_0) = \bar{h}_0, \quad (2.22)$$

где $0 < s_0 \leq \infty$, α_0 , α_{z0} , w_0 , h_0 и \bar{h}_0 - заданные безразмерные постоянные.

Перечисленные выше различные магнитогидродинамические скорости звука в безразмерных переменных обозначим волнистой чертой сверху (\tilde{c} , \tilde{c}_A , \tilde{c}_\pm). В дальнейшем нас будут интересовать автомодельные решения, описывающие магнитогидродинамические и тепловые возмущения, которые аналогично случаю непроводящего газа [6] распространяются по «начальному» фону (2.22) с конечной скоростью ($0 < s_0 < \infty$).

3. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ В ОКРЕСТНОСТИ ФРОНТА МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОЛНЫ

Мы покажем возможность существования конечного фронта температурных волн в магнитной гидродинамике, если построим асимптотическое решение системы уравнений (2.11)-(2.19) в окрестности $s = s_0$, $0 < s_0 < \infty$, удовлетворяющее условиям (2.22).

Анализ показывает, что указанное решение можно построить, если выполняются условия

$$a > 0, \quad a_0 > 0, \quad 0 < a_1 < a + 1. \quad (3.1)$$

Безразмерные функции температур f_e и f_i и плотности потока тепла w_e в окрестности $s = s_0$ имеют вид:

$$\begin{aligned} f_e &= \frac{1}{z} S_0^{k_0} \left(\frac{A_0}{S_0} \right)^{\frac{1}{a}} (s_0 - s)^{\frac{1}{a}} + \dots, \\ w_e &= \frac{nz}{\gamma - 1} \left(\frac{1-l}{v+1} \right)^{\frac{v}{v+1}} S_0^{\frac{(1+l)v}{v+1}} f_e + \dots, \\ f_i &= \tilde{\tau}_{ie0}^{-1} B_0 (s_0 - s)^{\frac{a+1-a_1}{a}} + \dots, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $k_0 = \frac{n_0}{n} + \frac{1}{na}$, а постоянные $A_0 > 0$, $B_0 > 0$ в силу громоздкости здесь не выписываются.

Распределение магнитогидродинамических величин в окрестности $s = s_0$ будет различным в зависимости от величины электропроводности $\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_0 f_e^{a_0} \delta^{b_0}$.

1. При $\tilde{\sigma}_0 \neq \infty$ и произвольном значении постоянной \tilde{H}_0 получим

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{z}{d_0} f_e + \dots, \quad \delta = s_0^l \left(1 + \frac{z}{d_0^2} f_e + \dots \right), \quad \tilde{e} = \tilde{e}_0 - \frac{h_1}{d_0} z f_e + \dots, \\ h &= h_1 + \frac{4\pi \tilde{\sigma}_0 s_0^{l(b_0-1)}}{\lambda_0^v z^a} a \left(\frac{\tilde{e}_0}{a_0 + a} - \frac{h_1 z}{(a_0 + a + 1) d_0} f_e + \dots \right), \\ \alpha_z &= -\frac{\tilde{H}_0}{4\pi s_0^l d_0} (h - h_1) + \dots \end{aligned} \quad (3.3)$$

Здесь $d_0 = \frac{ns_0}{\lambda_0^v - s_0^l}$ - относительная скорость фронта температурной волны в «автомодельных» переменных (2.9).

2. При $\tilde{\sigma}_0 = \infty$, $d_0 \neq \tilde{c}_{+0} = \sqrt{\tilde{c}_{A0}^2 + \frac{h_1^2}{4\pi s_0^l}}$, $d_0 \neq \tilde{c}_{A0} = \frac{\tilde{H}_0}{2\sqrt{\pi s_0^l}}$ магнитогидродинамические величины вблизи фронта температурной волны имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{d_0^2 - \tilde{c}_{A0}^2}{(d_0^2 - \tilde{c}_{+0}^2) d_0} z f_e + \dots, \quad \delta = s_0^l \left(1 + \frac{d_0^2 - \tilde{c}_{A0}^2}{d_0^2 - \tilde{c}_{+0}^2} z f_e + \dots \right), \\ h &= h_1 \left(1 + \frac{z}{d_0^2 - \tilde{c}_{+0}^2} f_e + \dots \right), \quad \alpha_z = -\frac{\tilde{H}_0}{4\pi s_0^l d_0} (h - h_1) + \dots \end{aligned} \quad (3.4)$$

Из (3.4) следует, что при $\tilde{H}_0 \neq 0$, исходя из требования $\alpha \geq 0$ в окрестности $s = s_0$, можно говорить о возможности существования тепловых волн с различными свойствами в зависимости от соотношения между скоростью движения их фронта d_0 и магнитогидродинамическими скоростями звука \tilde{c}_{+0} , \tilde{c}_{-0} и \tilde{c}_{A0} . По аналогии с опре-

делением различных типов разрывов в классической магнитной гидродинамике ($W_e \equiv 0$) тепловую волну, скорость распространения которой удовлетворяет условию

$$d_0 > \tilde{c}_{+0} > \tilde{c}_{A0} > \tilde{c}_{-0}, \quad (3.5)$$

назовем быстрой температурной волной (БТВ), а в случае

$$\tilde{c}_{+0} > \tilde{c}_{A0} > d_0 > \tilde{c}_{-0} \quad (3.6)$$

- медленной температурной волной (МТВ) [16].

Из формул (3.4) следует, что с ростом температуры $f_e = f_e(s)$ за фронтом БТВ магнитное поле усиливается, а за фронтом МТВ - ослабляется. Появление каждого из указанных типов температурных волн определяется выбором конкретных граничных и начальных условий. При $\tilde{H}_0 = 0$ имеем $\tilde{c}_{A0} = 0$, и, таким образом, всякая температурная волна представляет собой быструю тепловую волну.

При $\sigma_0 \neq \infty$ поведение функции напряженности магнитного поля в окрестности фронта тепловой волны (см. формулы (3.3)) не зависит от типа температурной волны [17].

3. Пусть $\tilde{\sigma}_0 = \infty$, $d_0 = \tilde{c}_{A0} < \tilde{c}_{+0}$. Магнитогидродинамические величины в окрестности $X = s_0 - s$ имеют вид

$$\alpha = -\frac{\tilde{\chi}_0 z}{s_0^l (d_0^2 - \tilde{c}_{+0}^2)} \chi f_e + \dots, \quad \delta = s_0^l - \frac{nl}{d_0} \chi + \dots, \quad (3.7)$$

$$h = h_1 \left(1 + \frac{z}{d_0^2 - \tilde{c}_{+0}^2} f_e + \dots \right), \quad \alpha_z = -\frac{\tilde{H}_0}{4\pi s_0^l} \frac{1}{d_0} (h - h_1) + \dots,$$

где $\tilde{\chi}_0 = \frac{(2a-1)(3a-4b)}{2(a+1)[(a-1)(2a-2b-1)+2a-b-1]} > 0$ постоянная.

Скорость рассматриваемой температурной волны удовлетворяет условию

$$\tilde{c}_{-0} < d_0 = \tilde{c}_{A0} < \tilde{c}_{+0}.$$

Ее можно назвать альфвеновской температурной волной. Она представляет собой слабый разрыв альфвеновского типа, но с учетом диссипативных тепловых процессов.

4. СТРУКТУРА МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ РАЗРЫВОВ

Аналогично [6] с помощью качественного анализа системы уравнений в «автомодельных» переменных (2.11)-(2.19) и вычислительных экспериментов можно определить характер распределения искомых величин в области $0 \leq s \leq s_0$ между поршнем ($s = 0$) и фронтом магнитогидродинамических тепловых волн ($s = s_0$). Анализ и расчеты приводят к следующим результатам [16-19].

1. Так же, как и в случае теплопроводного непроводящего газа [6] в глубине фронта тепловых волн плотность газа, скорость и плотность теплового потока терпят разрыв. При этом разрыв является изоэлектронно-термическим: электронная температура непрерывна, а ионная - разрывна.

2. В случае конечной электропроводности ($\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}_0 f_e^{\alpha_0} \delta^{b_0}$) разрыв является также изомагнитным - напряженность магнитного поля h и тангенциальная компонента скорости α_z непрерывны. При $\tilde{\sigma}_0 = \infty$ магнитное поле и поперечная скорость терпят разрыв.

3. В случае $\tilde{\sigma}_0 = \infty$, но $\tilde{H}_0 \neq 0$ характер поведения искоемых функций в области $0 \leq s \leq s_0$ может быть различным.

Если рассматриваемое автомодельное решение описывает упомянутую выше быструю магнитогидродинамическую температурную волну, то в области между ее фронтом и поршнем следуют друг за другом ударные волны с непрерывной на своем фронте электронной температурой - быстрая и медленная. Положение обоих разрывов характеризуют два параметра: $s = s_1 < s_0$ и $s = s_2 < s_1$. При некоторых граничных условиях между фронтами быстрой и медленной ударных волн в точке $s = s_3$ $0 < s_2 < s_3 < s_1 < s_0$ может существовать альфвеновский вращательный разрыв. Постоянные параметры s_1 и s_2 определяются из решения.

В случаях, когда имеют место медленная и альфвеновская тепловые волны, в глубине их фронта распространяется один разрыв - изоэлектронно-термическая медленная ударная волна.

4. Анализ и численные расчеты показывают, что аналогично обычной газовой динамике [6] в движущейся проводящей теплопроводной среде могут существовать различные режимы теплопереноса. В зависимости от изменения параметров задачи имеет место либо режим ТВ-I (сверхзвуковой прогрев с различными видами магнитогидродинамических разрывов между фронтом тепловой волны и границей газа с поршнем), либо режим ТВ-II, представляющий собой дозвуковой прогрев с немонотонным профилем температуры по массовой лагранжевой координате m и волной сжатия впереди фронта тепловой волны.

В [16-19] приводится большое число численных примеров, иллюстрирующих перечисленные выше свойства магнитогидродинамических температурных волн при различных значениях электропроводности плазмы.

Литература

1. Бусурина Л.Н., Волосевич П.П., Зуакишвили Г.Г. и др. Численные эксперименты по тета-пинчу // Физика плазмы. - 1982. - Т.8. - №5. - С.1053-1062.
2. Волосевич П.П., Корнилина М.А., Леванов Е.И., Эджибиа. Г.В. Автомодельные и численные решения уравнений магнитной гидродинамики с учетом нелинейных объемных источников и стоков // Математическое моделирование. - 1993. - Т. 5. - №2. - С. 25-41.
3. Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С. К магнитогидродинамической теории пинч-эффекта в высокотемпературной плазме. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 5. - М.: Атомиздат, 1967. - С. 394-438.
4. Волосевич П.П., Гольдин В.Я., Калиткин Н.Н. и др. Некоторые стадии сильноточного разряда в плазме: Препринт № 40. - М.: ИПМ АН СССР, 1971. - 38 с.
5. Волосевич П.П., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Самарский А.А. Автомодельная задача о сильноточном разряде в плазме // ЖВМиМФ. - 1970. - Т.10. - №6. - С. 1447-1457.
6. Волосевич П.П., Леванов Е.И. Автомодельные решения задач газовой динамики и теплопереноса - М.: Издательство МФТИ, 1997. - 240 с.
7. Брагинский С.Н. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 1. - М.: Атомиздат, 1963. - С. 183-271.
8. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика - М: Физматгиз, 1962. - 246 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред - М: Гостехиздат, 1957. - 532 с.
10. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. - М: Мир, 1965. - 212 с.
11. Ландау Л.Д. Кинетическое уравнение в случае кулоновского равновесия // ЖЭТФ. - 1937. - Т. 7. - Вып. 2. - С. 203-209.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика - М: Наука, 1988. - 733 с.
13. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М: Наука, 1966. - 686 с.

14. *Седов Л.Н.* Методы подобия и размерности в механике. - М: Наука, 1988. - 736 с.
15. *Коробейников В.П.* Задача теории точечного взрыва. - М: Наука, 1985. - 400 с.
16. *Волосевич П.П., Леванов Е.И.* Автомодельная задача о движении плоского поршня в теплопроводном газе при наличии замороженного магнитного поля: В сб. «Численные методы решения задач математической физики». - М: Наука, 1966. - С. 87-102.
17. *Волосевич П.П.* Автомодельные решения задач двухтемпературной газовой динамики и магнитной гидродинамики: Препринт. № 205. - М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1982. - 30 с.
18. *Волосевич П.П.* Движение газа перед поршнем в магнитном поле в случае нелинейной теплопроводности и проводимости: В сб. «Численные методы решения задач математической физики». - М: Наука, 1966. - С. 103-112.
19. *Волосевич П.П., Дарьин Н.А., Леванов Е.И., Лацабидзе Г.С.* Автомодельные задачи двухтемпературной магнитной гидродинамики: Препринт № 131. - М.: ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР, 1980. - 32 с.
20. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. - М: Наука, 1980. - 350 с.

Поступила в редакцию 2.02.2002

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ*

В.И. Савельев

DESY, Hamburg, Germany



В работе рассмотрены вопросы создания систем математического моделирования и анализа для крупномасштабных ядерно-физических экспериментов. Подробно рассмотрены вопросы системного решения вычислительных средств систем, алгоритмы и структуры программного обеспечения. Рассмотрен конкретный пример эксперимента HERA-B, позволяющий продемонстрировать основные тенденции создания систем математического моделирования и анализа на современном этапе.

ВВЕДЕНИЕ

Процесс создания экспериментальной установки в физике высоких энергий как нельзя лучше характеризует основные особенности новой технологии научных исследований математического моделирования и вычислительного эксперимента, отличающихся многоцелевой направленностью и методологической универсальностью, позволяя на основе накопленного опыта математического моделирования быстро и эффективно решать задачи. Важнейшим результатом является возможность проведения вычислительного эксперимента уже на этапе создания экспериментальной установки с обоснованием оптимальных условий проведения эксперимента - структуры спектрометра, состава детекторов, необходимой статистики экспериментальных данных, а также сроков проведения и ожидаемых результатов.

При проведении экспериментальных исследований роль математических методов и математического моделирования дает возможность подойти по-новому к вопросу организации процесса проведения исследований с более тесной координацией экспериментальных и теоретических исследований в рамках новой методологии научных исследований, совмещения реального эксперимента (набора экспериментальных данных и их анализа) с математическим моделированием и вычислительным экспериментом на базе вычислительных средств эксперимента.

СТРУКТУРА СОВРЕМЕННЫХ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Структура крупномасштабных экспериментов в физике высоких энергий полностью соответствует предложенной А.А. Самарским схеме, «модель-алгоритм-программа» (рис. 1), где прослеживаются основные этапы вычислительного и реального эк-

© В.И. Савельев, 2002

* Работа поддержана грантом РФФИ 02-01-01014

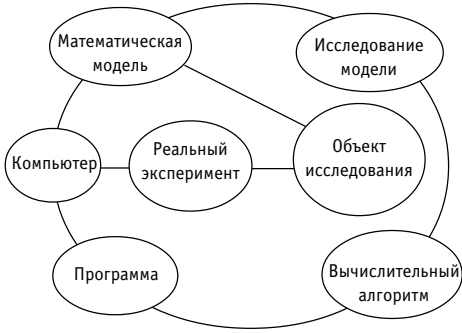


Рис. 1. Схема «модель- алгоритм-программа»

спериментов [1].

Примером может служить эксперимент HERA-B-исследование CP нарушения в системе В-мезонов на ускорительно-накопительном комплексе HERA при энергии протонов 920 ГэВ [2]. На рис. 2 приведена схема спектрометра эксперимента HERA-B, представляющего собой полнофункциональный спектрометр физики высоких энергий с развитой структурой вычислительных средств: системой математического моделирования, накопления статистики, предварительного и окончательного анализа данных.

Необходимо отметить, что современные эксперименты физики высоких энергий практически не имеют возможности использовать готовые технологические решения - их просто не существует. Принятие решения, как правило, обосновывается результатами полного монте-карло-моделирования и исследования спектрометра с алгоритмами и программами сбора и анализа данных.

Современное экспериментальное состояние эксперимента HERA-B характеризуется многими факторами, основными из которых являются следующие.

- Значительный объем данных (как экспериментальных, так и моделируемых). Для успешного проведения эксперимента в условиях HERA-B поток информации оценивается объемом 20 TB в год, при условии набора статистики 10^7 событий/год и объемом 100 kB/событие. При этом, как правило, поток информации от моделируемых процессов значительно превышает потоки экспериментальной информации.

- Необходимость максимальной производительности при реконструкции и анализе событий. Высокая множественность и топологическая сложность событий является сильным ограничивающим фактором отбора и создания алгоритмов для анализа. Современный уровень вычислительных процессоров позволяет достичь производительности 2-4 s/событие. Важнейшим фактором для анализа становится визуализация

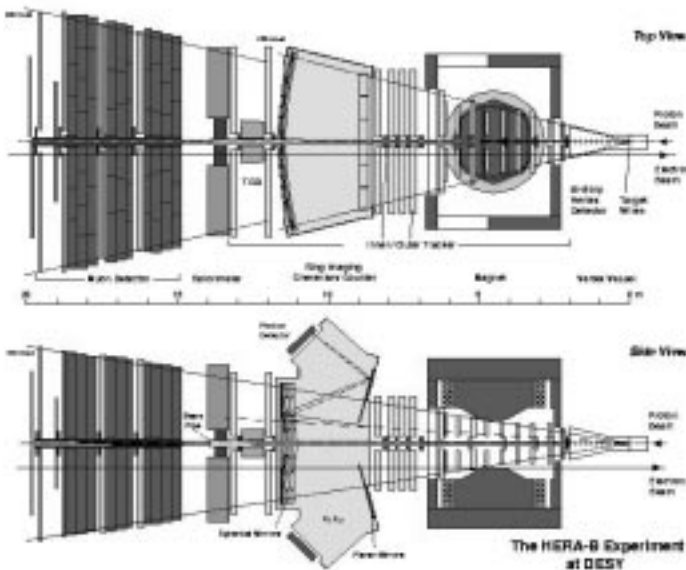


Рис. 2. Схематический вид спектрометра эксперимента HERA-B

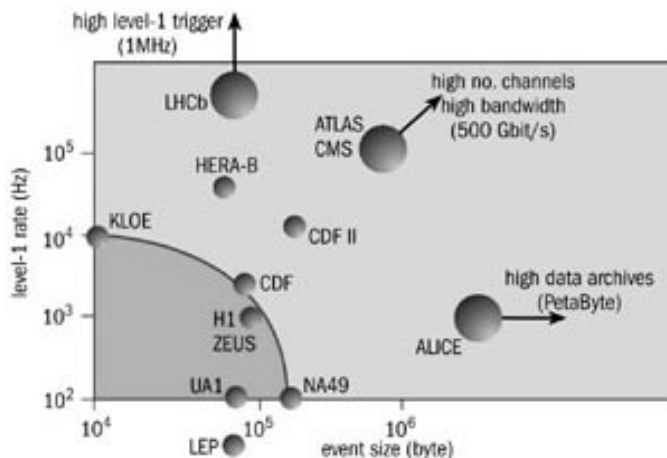


Рис. 3. Диаграмма производительности компьютерных систем анализа обработки информации для современных экспериментов в физике высоких энергий

ция в трехмерном пространстве результатов анализа.

На рис. 3 представлены достижения в области создания высокопроизводительных систем сбора и анализа данных для крупномасштабных экспериментов физики высоких энергий включая систему эксперимента HERA-B [3].

МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Моделирование реальных физических процессов представляет собой наиважнейшую задачу, особенно для верификации новых физических явлений и создания экспериментального оборудования для физических исследований. Естественно, проверка математической модели и результатов моделирования должна быть выполнена на экспериментальной основе; в частности, важнейшим фактором является соответствие математического моделирования существующим физическим моделям и реальной постановке эксперимента. Основным методом моделирования, позволяющим получать значимые результаты, является метод Монте-Карло, который первоначально использовался успешно для задач нейтронной физики, где традиционные численные методы оказались малоприменимыми. Далее его применение распространилось на широкий круг задач статистической физики, в том числе на взаимодействие элементарных частиц и распространение электромагнитного излучения. Существенный вклад в развитие метода Монте-Карло для широкой области применения внесла школа российских математиков Г.И. Марчука, С.М. Ермакова [4].

Применение метода Монте-Карло оправдано, в первую очередь, в задачах, которые допускают теоретико-вероятностное описание, что объясняется естественностью получения результата с заданной вероятностью в задачах с вероятностным содержанием и существенным упрощением процедуры вычислений. Использование современных вычислительных средств и языков математического программирования существенно упростило программирование вычислений и перенесло центр тяжести на создание математического описания исследуемого явления, необходимые упрощения задачи, выбор подходящего численного метода, исследование его погрешности.

Общим инструментом анализа Монте-Карло в экспериментальной физике высоких энергий является комплекс программных библиотек CERNLIB и входящий в них программный пакет математического моделирования GEANT (описание детекторов и моделирование физических процессов [5]) включающий в себя

- описание физической установки (спектрометра), основанное на структуре геометрических образов, представляющих материальные объекты и учитывающих вещество как взаимодействующую среду;
- прохождение элементарных частиц и ионизирующих излучений в материале установки, моделируемое с учетом границ геометрических объемов и физических явлений в соответствии с природой частиц, взаимодействия с веществом, магнитными и электрическими полями;
- статистические исследования, выполняемые методом Монте-Карло;
- фиксирование параметров физических процессов, осуществляемое на основе баз данных.

Основными особенностями метода Монте-Карло являются возможность моделирования прохождения элементарных частиц через экспериментальную установку (физическую) и полное моделирование взаимодействия элементарных частиц с веществом с возможностью графического представления физических процессов. Необходимо отметить особенность ситуации, связанной с описанием явления переходного излучения, открытого российскими учеными [6]. Полное отсутствие описания и моделирования переходного излучения в стандартных программных пакетах физики высоких энергий значительно усложняет исследования по переходному излучению и создание детекторов на его основе, являющихся мощным средством идентификации элементарных частиц. Важнейшим вкладом автора является создание прикладной математической модели переходного излучения, совместимой с основными системами моделирования процессов в физике высоких энергий и адаптированной с основными программными библиотеками физики высоких энергий [7].

Программные пакеты моделирования взаимодействия элементарных частиц с веществом первоначально разработаны для физики высоких энергий, и в настоящее время находят широкое применение в таких областях как медицина, биология, астрофизика, защита от ионизирующих излучений.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СРЕДСТВА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИЗА ДАННЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Структура вычислительных средств экспериментов

Основным направлением создания современных вычислительных систем для крупномасштабных систем моделирования и анализа информации, включающих в себя прямые численные методы, является направление использования многопроцессорных вычислительных систем, представляющих собой распределенную сеть вычислительных кластеров с соответствующей архитектурой аппаратных и программных средств, развиваемое Б.Н.Четверушкиным [8]. Основными задачами создания высокопроизводительных вычислительных комплексов и алгоритмов для таких систем с целью успешного адаптивирования к архитектуре многопроцессорных вычислительных систем являются следующие.

1. Наличие внутреннего параллелизма для возможности одновременного решения ряда подзадач, число которых оптимально равно числу процессоров вычислительной системы. Свойство внутреннего параллелизма предполагает, что разбиение на такие задачи может быть произведено оптимальным образом как опытным программистом, так и автоматически, с помощью соответствующего программного обеспечения. Это требование является ключевым для возможности использования многопроцессорной вычислительной системы.

2. Вторым требованием к параллельным процессам является обеспечение равномерной загрузки (load balancing) процессоров. В случае, когда однородные процес-

соры загружены неравномерно, наименее эффективный процесс (например, из-за большого объема вычислений) будет определять эффективность всей вычислительной системы в целом. Требование равномерной загрузки процессоров неразрывно связано с требованием внутреннего параллелизма метода.

3. Третьим важнейшим свойством является минимизация обмена информацией между процессорами в процессе вычислений. Это требование, в первую очередь, актуально для многопроцессорных вычислительных систем с распределенной памятью. При большом объеме обмениваемой информации многопроцессорная система с распределенной памятью значительную часть своего времени будет тратить на обмена по относительно медленным каналам связи. Это, естественно, приводит к снижению эффективности работы всей системы.

4. Четвертым свойством алгоритмов, позволяющим добиться успешной параллельной адаптации, является простота алгоритмов. Это требование особенно важно в связи с бурным прогрессом в области многопроцессорной вычислительной техники, сопровождаемым неизбежным изменением математического обеспечения.

Данные принципы определяют основу планирования и создания вычислительной среды для крупномасштабных вычислительных и натуральных экспериментов в науке и технике.

Визуализация больших объемов данных на многопроцессорных системах

Наряду с общими принципами хочется отметить некоторые специфические области, влияющие на структуру вычислительных средств для экспериментов в физике высоких энергий. Важнейшим средством повышения эффективности проведения экспериментальных исследований в крупномасштабных экспериментах физики высоких энергий в настоящее время становятся процессы визуализации больших объемов данных [9]. Обработка больших объемов информации на высокопроизводительных многопроцессорных системах создает ряд новых проблем, связанных с визуализацией результатов научных расчетов и моделирования. При анализе новой ситуации представляется важным то условие, что данные проблемы приходится решать научным коллективам, занятым непосредственно научными исследованиями.

В данный момент практически отсутствуют доступные системы визуализации и хранения больших объемов данных, в том числе и интерактивные средства, ориентированные на работу в неоднородных вычислительных локальных и глобальных сетях. В результате, при работе в таких системах проблемы начинаются уже с момента записи данных на диски. На многопроцессорных вычислительных системах общего назначения графические подсистемы и устройства отображения обычно недостаточно развиты под специфические задачи. В результате передача больших потоков информации по локальным и глобальным сетям для визуализации катастрофически увеличивает время отклика, визуализация практически перестает быть интерактивной и нарушается нормальное функционирование вычислительной сети в целом.

В полной мере сложности проявляются при попытке визуализировать данные с помощью привычных интерактивных систем, как правило, ориентированных на технику персонального применения и обладающих в силу этого ограниченными ресурсами. Большинство программ визуализации, ориентированных на персональные компьютеры, составляющие основной парк рабочих мест, не в состоянии даже прочесть требуемые объемы информации. В этом смысле привлекательной является идея построения алгоритмов, позволяющих работать с данными, хранимыми в сжатом виде в оперативной памяти. Время, требуемое на распаковку при многократном обращении к одним и тем же данным, может с лихвой окупиться за счет снижения затрат на

присущий современным многозадачным системам страничный обмен (swapping) и относительного увеличения числа обращений к данным, находящимся в процессорной памяти.

Определенные сложности возникают на пути обеспечения равномерной загрузки процессоров в процессе построения изображений. Например, при построении изопрооекций число операций сильно зависит от градиента функции - величины, как правило, распределенной по изображению крайне неравномерно. Средства визуализации должны поддерживать возможность увеличения фрагмента изображения, интересующего пользователя. Простое выделение для увеличения одной четверти изображения при равномерном распределении области визуализации по процессорам приводит к тому, что три четверти процессоров в дальнейшей обработке изображения принимать участия не будут.

Подобное состояние в области визуализации больших массивов данных, в первую очередь, связано с новизной проблемы. Одним из перспективных направлений преодоления является технология клиент – сервер [10]. В рамках этой технологии сервер, запущенный на многопроцессорной системе, производит основную обработку данных, а клиент поддерживает диалог с пользователем и производит окончательные формирование и вывод на экран. Важным преимуществом технологии клиент-сервер является преемственность программного обеспечения. При переходе на новую вычислительную систему не нужно переносить все программное обеспечение. Вся графическая часть остается у клиента и будет работать без изменений с новым сервером в новой системе. Технология клиент-сервер универсальна по отношению к операционным системам. Под каждую операционную систему можно создать свою клиент-часть, которая будет использовать эффективно возможности данной системы. В то же время сложное прикладное математическое обеспечение останется на сервере и не подвергнется изменениям, которые могут внести трудноидентифицируемые ошибки. При этом пользователь может анализировать результаты вычислений в привычной и удобной для него операционной системе.

Еще одним преимуществом технологии клиент-сервер является возможность удаленного доступа. Файлы задач зачастую имеют очень большой размер; передавать их по сети в исходном виде неудобно и для этого требуются значительные ресурсы. В то же время важно получить результаты в месте, удаленном от рабочего места пользователя. Кроме того часто возникает ситуация, когда пользователи используют распределенную систему вычислений. В этой ситуации использование технологии клиент-сервер просто незаменимо. При таком подходе все данные находятся на удаленном компьютере, а пользователь получит визуальное представление, используя клиент-часть системы визуализации и ресурсы глобальной сети, по которым передаются лишь данные, необходимые для построения изображения на пользовательском терминале.

Конкретные результаты представленных методов и средств визуализации будут представлены далее при рассмотрении эксперимента HERA-B.

СИСТЕМА ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СРЕДСТВ ЭКСПЕРИМЕНТА HERA-B

Для достижения эффективного процесса моделирования и анализа эксперимента HERA-B принята концепция вычислительной структуры на основе иерархии многопроцессорных кластеров нескольких уровней для обработки потока данных в реальном масштабе времени, окончательной обработки и получения физических результатов на базе комплекса суперкомпьютеров [2].

Основные требования к вычислительной системе эксперимента определяются потоками данных, а различные уровни иерархии системы – задачами, решаемыми на

них, уровнем сложности получения данных из сырых экспериментальных и модельных данных. Объем данных и требование временных ограничений на время процессинга варьируется очень широко.

Важным моментом является то, что поток данных невозможно существенно снизить на одном уровне, и это определяет структуру с несколькими уровнями. Актуальный уровень для каждого уровня системы определяется компромиссом между получаемой эффективностью и техническими возможностями современной вычислительной техники. Поток данных каждого уровня должен быть согласован с входным потоком следующего уровня, чтобы обеспечить соответствующую скорость потока данных на выходе для записи в устройства массового хранения и визуализации. Общая структура иерархии потоков данных и соответствующих уровней многопроцессорной вычислительной системы эксперимента представлена на рис. 4.

Наиболее эффективным методом максимального снижения потока данных является иерархичная структура - достаточно простые по действию, но тщательно отработанные алгоритмы на низших уровнях сокращают поток данных на возможно ранних этапах, оставляя более интеллектуальную обработку и анализ на высших уровнях системы. Тип процессоров для первого уровня и передачи данных на следующий уровень должен быть достаточно быстрым и, как правило, строится на специализированных цифровых процессорах - транспьютерах.

На более высоких уровнях возможности по времени и объему анализируемых данных увеличиваются благодаря более точному анализу и обработке, а также использованию мощнейшего метода пространственной реконструкции и визуализации.

Общая структура специализированных кластеров эксперимента и их соответствие иерархии представлена на рис. 5.

Основные структурные элементы.

- Первый уровень системы состоит из сетевого кластера, состоящего из 1200 специализированных параллельных процессоров с последовательными конвейерами данных, в качестве которых используются транспьютеры - специализированные высокопроизводительные процессоры (DSP-Digital Signal Processor) на базе ADSP21060 (SHARC) [11]. Максимальная скорость пропускания данных при полном описании события составляет 10 MHz. Максимальное время для принятия решения 12 μ s, и фактор снижения потока данных до 200. Основные критерии отбора событий - кинематические параметры события, жесткие пороги, идентификация лептонов для реконструкции инвариантной массы и реконструкция инвариантной массы дилептонов.

- Второй уровень системы базируется на кластере из 240 PC-процессоров (Pentium III, 600-800 MHz). Входной поток данных до 50 kHz включая возможность изменения потока до 100 kHz, т.к. на этом уровне наиболее велика неопределенность. Доступ к данным осуществляется через быстрый сетевой канал. Среднее время обработ-

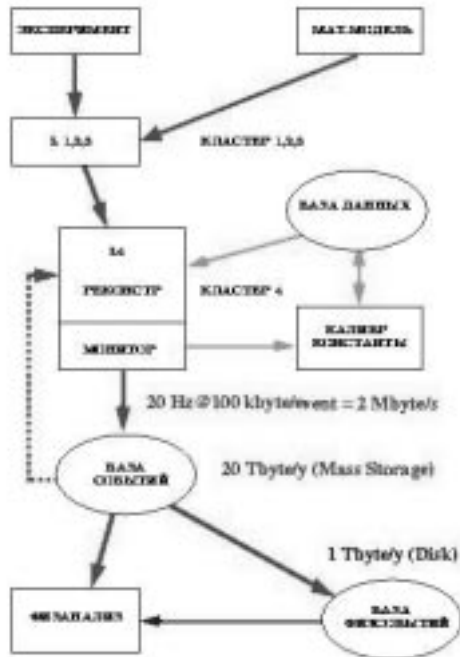


Рис. 4. Общая структура потоков данных в системе анализа данных эксперимента HERA-B

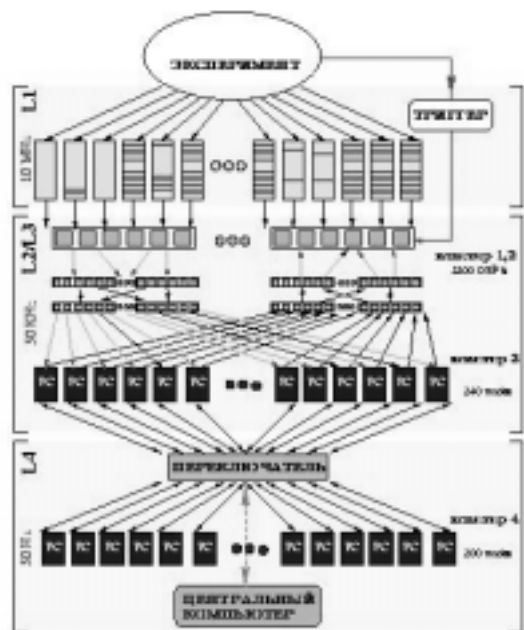


Рис. 5. Общая структура специализированных вычислительных кластеров эксперимента HERA-B

реконструкцию события, классификацию и селекцию событий, используя полную информацию о событии. Позволяет получить дополнительный фактор 2.5 снижения потока данных перед записью на устройство долговременного хранения. Существенной особенностью четвертого уровня является возможность полной геометрической реконструкции события в 3D-пространстве и визуализация.

Окончательная обработка событий и получение физических результатов осуществляются на комплексе суперкомпьютеров SGI - сервер SGI Challenger (16 суперпроцессоров R10000 CPU, 250 MHz, 1536 MB RAM, производительностью 10 MGF, операционная система IRIX 6.5, 2 TB объем диска, 2 GB Ethernet-интерфейс).

Специализированный вычислительный кластер первого уровня

Информация о событии перед обработкой составляет объем 450 kB, и требуется передача для процесса обработки на уровне 22 GB/s при скорости поступления событий 50 kHz на первый уровень вычислительной системы. Первый уровень системы сохраняет информацию о событиях в течение обработки и запрашивает часть информации для анализа. Данный кластер состоит из 134 SHARC кластер процессоров, в каждом из которых 6 DSP. Структура отдельного модуля SHARC состоит из быстрой цифровой шины передачи данных 240 MB/s с возможностью коммуникации 6 процессоров с быстрым доступом к 512 kB памяти на каждый процессор. Каждый процессор имеет шесть каналов связи (SHARC-links) с частотой передачи 80 MHz, обеспечивая полосу передачи данных до 40 MB/s. Все 36 каналов связи SHARC модуля доступны по шине передачи и соединяются друг с другом посредством специальной сети, фиксированной аппаратно. Буферирование событий осуществляется жестко по принципу «первый пришел - первый ушел». Для ожидаемого среднего времени 3.8 ms 190 процессоров необходимо для процессинга событий и обеспечения 50 kHz выходного потока данных, соответствующего возможностям следующего уровня системы.

Специализированный сетевой переключатель для первого уровня системы также

ки события до 4 ms, возможный фактор снижения потока данных до 100 и выходной поток данных на уровне 500 Hz.

- Третий уровень системы (практически впервые) имеет доступ к полной информации о событии в локально распределенной памяти. Алгоритм более сложный, с возможностью адаптации и анализа нефиксированной информации, например, множественность, тип события. Третий уровень системы реализован на кластере 200 PC Pentium III, 800 MHz. Время обработки события до 100 ms и соответственно фактор снижения потока данных на этом уровне 10.

- Четвертый уровень позволяет обрабатывать поток данных до 50 Hz. Реализован в виде третьего кластера на 200 PC-процессорах (Pentium III, 800). Алгоритм выполняет он-лайн реконструкцию события, классификацию и селекцию событий, используя полную информацию о событии. Позволяет получить дополнительный фактор 2.5 снижения потока данных перед записью на устройство долговременного хранения. Существенной особенностью четвертого уровня является возможность полной геометрической реконструкции события в 3D-пространстве и визуализация.

был реализован на основе SHARC-процессоров. Поток данных передается через процессоры каждого модуля к финальному и далее через канал связи. Решение на каждом этапе о передаче события принимается через таблицу назначений. Среднее время от запроса второго уровня системы до поступления события составляет 70 мс.

Система вычислительных кластеров анализа второго, третьего уровней

Важнейшим преимуществом организации кластера, анализа и визуализации в режиме реального времени является сокращение времени отклика от анализа данных к процессу набора экспериментальных данных. Непосредственно после набора экспериментальных данных или генерации моделированных событий информация о качестве событий доступна, что дает быстрый отклик на получение данных. Другим преимуществом является возможность использования процессорного кластера в качестве интеллектуального фильтра событий. При этом возможны доступ к полной информации о событии, классификация и отбор событий, обеспечивающих доступ физиков к определенной базе событий. Это особенно важно для современных физических экспериментов, где поток значащих событий составляет величину порядка 10^{-5} от общего потока событий.

Реализация вычислительного кластера предусматривала решение соответствующих проблем, прежде всего создание комплекса программ анализа и реконструкции, работающих в режиме реального времени, в том числе имеющих возможность непосредственно получать данные от экспериментальной установки или генератора моделированных событий. Это требует распределения потока данных по процессорам для реконструкции, анализа и сбора в единый поток на выходе для архивирования.

Ключевой проблемой является задание калибровочных и стабилизирующих констант в процессе обработки событий, что требует соответствующего программного обеспечения и адекватной базы данных.

Для упрощения структуры и программного обеспечения для вычислительного кластера выбрана параллельная стратегия, т.е. процессоры не имеют взаимодействия в процессе обработки информации; каждый процессор загружается копией программы реконструкции и анализа и программой внешнего управления. Входной поток вычислительного кластера составляет 5 MB/s, что соответствует характеристикам стандартной сетевой технологии.

Требование относительно большого количества вычислительных процессоров, естественно, коррелирует со стоимостью реализации и определяется оптимальным соотношением стоимость/характеристики и возможностями модернизации на основе дополнительных процессоров или заменой процессоров более современными и производительными. Анализ показывает что оптимальным с этой точки зрения является использование стандартных доступных в промышленном производстве процессоров. Программные средства и операционные системы должны быть совместимыми с операционной системой, используемой в центральном вычислительном комплексе, а именно UNIX, принятой для эксперимента.

Структура и оборудование вычислительного кластера четвертого уровня

Вычислительный кластер создан на базе стандартных PC-процессоров с операционной системой Linux. Это позволяет разместить оборудование практически независимо от расположения источников информации. Каждый PC-процессор оборудован 13 GB постоянным диском, 128 MB операционной памятью на процессор и упрощенной графической картой. В результате анализа было выбрано наиболее эффектив-

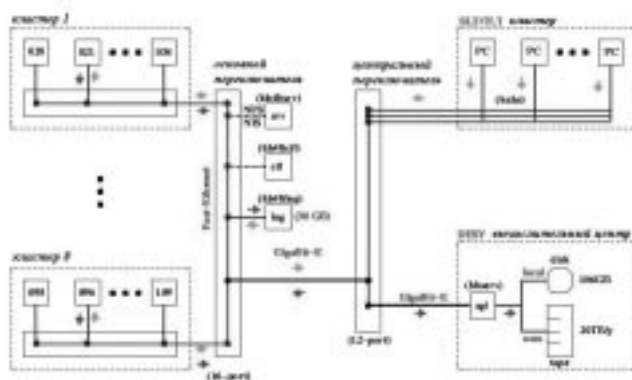


Рис. 6. Общая структура сетевой организации вычислительных средств эксперимента

ное решение - использовать платы с двумя процессорами Pentium III с тактовой частотой 500 MHz. Оба процессора используют одну и ту же интерфейсную карту для подключения к системе. Принцип распределения общей памяти неисключительный. Снижение производительности за счет данного принципа незначительное.

В качестве сетевой технологии выбран быстрый Ethernet - 100 MB/s. Группа из 16 PC процессоров объединены в миникластеры (рис. 6) и объединяются общим сетевым переключателем, далее миникластеры объединяются для соединения к сетевому оборудованию DESY с помощью кластер-переключателя, и далее к трем центральным вычислительным системам. Одна из вычислительных систем - сервер - обеспечивает пользовательское программное обеспечение на основе NSF-сервера (Network File System). Две другие центральные вычислительные системы используются как пользовательские и для контроля кластеров.

Система из 150 PC (по два процессора в каждом) обеспечивают компактную приборную структуру, не требующую значительного обслуживания.

СТРУКТУРА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ И АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТА HERA-B

Принципы и система программного обеспечения

Описание структуры и программных средств крупномасштабного эксперимента - достаточно сложная задача. Программная система, над которой работают несколько десятков системных и программных экспертов высокого уровня, распределенных во времени и пространстве по всей планете, и предназначенная для обработки огромного количества информации, представляет динамическую систему, создаваемую и совершенствуемую в течение всего времени активности эксперимента. Приведем несколько примеров структурных элементов системы программного обеспечения эксперимента HERA-B, основу которого составляет программный пакет ARTE [12].

ARTE - система программных средств анализа и реконструкции - представляет собой управляющую программу, контролирующую как процесс работы всех составляющих элементов программной системы эксперимента HERA-B в реальном времени, так и полную обработку и анализ информации. Область контроля составляет уровни III-IV триггеров эксперимента, реконструкцию в реальном времени и окончательный анализ, монте-карло- моделирование и физический анализ. Система осуществляет управление входными и выходными потоками информации, динамическое управление распределенной памятью, контроль над процессами в реальном времени, контроль над графическими процессами отображения информации. В ARTE включе-

ны интерфейсы к основным программным пакетам физики высоких энергий. ARTE обеспечивает общую структуру данных эксперимента и определения, включающие интерфейс к программам на базе языков программирования Fortran, C, C++.

Основные данные, характеризующие систему.

- Операционная система UNIX - ARTE создана и протестирована под операционной системой UNIX.

- Базовые платформы - Silicon Graphics, Hewlett-Packard и IBM RS6000, кластеры на базе процессоров PIII.

- Языки программирования ARTE были разработаны на основе Fortran77, являющегося официальным программным языком в физике высоких энергий. Структура позволяет эффективно использовать программы на основе программных языков C и C++. В настоящее время ядро системы переносится на C++.

- Управление кодами - на основе CMZ- и CVS-систем управления и распределения кодов.

- Основные программные пакеты и библиотеки: CERNLIB, HBOOK, PAW, HIGZ, LUND - пакет генераторов физических событий (теоретического отдела университета Лунд, Швеция), FRITIOFF, JETSET, GEANT, ZEBRA - система динамического управления памятью.

В рамках данной структуры были предложены оптимальные форматы данных для монте-карло-анализа и детектора переходного излучения, а также оптимальные алгоритмы математического моделирования эксперимента HERA-B на основе метода Монте-Карло, позволяющие производить анализ моделирования идентичным анализом экспериментальных данных не только на программном уровне, но и с использованием идентичных компьютерных средств. Данный метод позволяет исследовать эффективность практически всех уровней анализа данных включая триггерные уровни, повысить производительность генерации и анализа Монте-Карло данных на порядок по времени.

Математическая модель спектрометра HERA-B

Одним из основных элементов системы моделирования и анализа эксперимента HERA является интерфейс с программным пакетом моделирования GEANT, который содержит описание и моделирование экспериментальных установок в физике высоких энергий. HBGEANT состоит из комплекса подпрограмм и функций, являющихся дополнением к пакету программ CERN GEANT, который обеспечивает

- полное описание структуры геометрии спектрометра HERA-B для использования в ARTE и GEANT;

- трассировку элементарных частиц через спектрометр с учетом взаимодействий с веществом детекторов;

- 3D-графическое изображение спектрометра и отдельных элементов и треки частиц, проходящих спектрометр как в режиме реального времени, так и при окончательном анализе,

- CAD-файлы для проектирования элементов спектрометра.

Как было отмечено, математическое описание переходного излучения представляет собой специфику в силу отсутствия как такового в программах моделирования включая GEANT. Для включения этого раздела в математическую модель эксперимента было проведено тщательное исследование, в результате которого было создано программное обеспечение, включенное в официальное программное обеспечение эксперимента HERA-B [n].

Система анализа и визуализации данных в эксперименте HERA-B

Обеспечение процесса интерактивной обработки и анализа данных (экспериментальных и моделируемых) и их сравнение приобретает все большее значение в экспериментах по физике высоких энергий.

Основные требования.

1. Значительные потоки информации, которые необходимо размещать на постоянные носители долговременного хранения в течение времени набора статистики. Архивация данных, поступающих с эксперимента, как было отмечено выше, достигает при скорости набора статистики 100 кВ/событие и среднем времени набора статистики 10^7 s/год объема 20 TB в год. Моделированные события того же класса значительно превышают по объему экспериментальные данные, т.к. необходимо сохранять полную информацию о генерированном событии. Обработка событий в этом случае может значительно замедлиться из-за ограничений в доступе к центральному архиву на магнитных лентах 5 МВ/s.

2. Значительные затраты процессорного времени для обработки экспериментальных и моделированных событий. События с адронным взаимодействием, имеющие многопараметрические пространственные распределения, полученные с экспериментальной установки, которые существенно влияют на сложность алгоритмов, используемых при реконструкции - поиск треков, восстановление треков, идентификацию частиц. Адаптивные алгоритмы, разработанные для реконструкции экспериментальных событий, требуют процессорного времени 2-5 s/событие на современных процессорах. Поскольку моделированные события значительно превышают по объему экспериментальные данные, как было отмечено ранее, то время обработки также значительно возрастает.

3. Интерактивная визуализация реконструируемых событий имеет огромное значение при реконструкции физических событий, т.к. до сих пор не найдены алгоритмы формализации принципиально новых классов взаимодействий, которые и представляют наибольший интерес для исследования.

Приведенные условия требуют огромного количества процессоров для обеспечения приемлемого соотношения между скоростью набора информации, архивированием и реконструкцией событий. С другой стороны, повторное считывание событий из архива и распределение их между процессорами является нелогичным. С целью

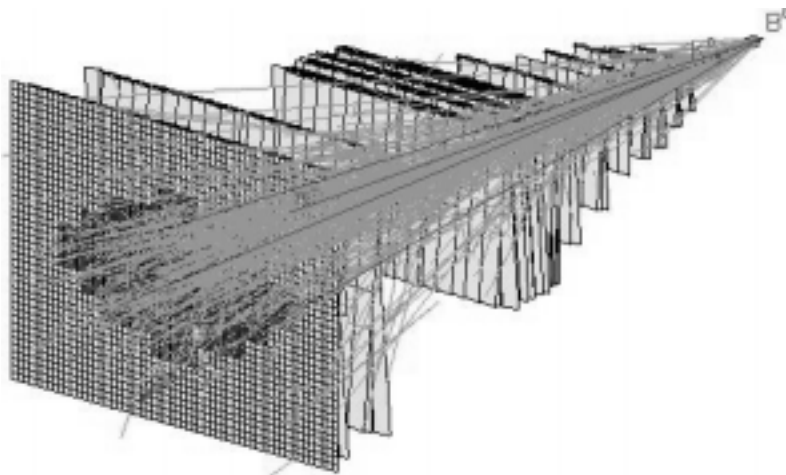


Рис. 7. Трехмерное представление моделируемого физического события эксперимента HERA-B: представлены основные компоненты системы координатных детекторов и электромагнитный калориметр, треки частиц взаимодействия протонов 920 GeV/c с углеродной мишенью

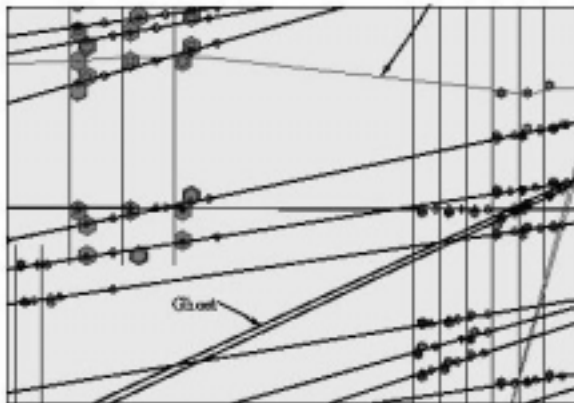


Рис. 8. Визуализация областей координатного детектора эксперимента HERA-B с реконструированными треками частиц и выделенными параметрами детектора: сотовая форма представляет собой отдельный координатный детектор и окрестность, внутри измеряемый параметр - время дрейфа

оптимизации процессов обработки и анализа данных было принято решения создать наряду со стандартной системой обработки на основе центрального вычислительного комплекса специализированный кластер с оптимизированными характеристиками для он-лайн и интерактивной обработки и классификации физических и моделированных событий на основе технологии клиент-сервер, приведенной выше.

На рис. 7 приведено 3D-представление одного события эксперимента HERA-B с полной реконструкцией, выделена топология полезного события с распадом В-мезона в определенное CP конечное состояние через рождение резонансного состояния очарованных кварков.

На рисунке представлена часть основного координатного детектора - основные плоскости и электромагнитный калориметр. Событие представляет собой взаимодействие протонов с энергией 920 GeV с веществом мишени - углеродом. Показаны вторичные треки взаимодействия в полном объеме детектора с учетом всех процессов взаимодействия в детекторах. Количество треков в детекторе достигает 1500 при требовании выделения и анализа физического канала распада, состоящего из 4 треков.

Возможности и методы работы с системой визуализации приведены на рис. 8, где показаны фрагменты того же события при визуализации более подробной информации - диапазон дискретизации системы визуализации составляет 2^{16} .

На данном уровне можно видеть также введение дополнительной информации о положении точки взаимодействия конкретного элемента экспериментальной установки - в данном случае отдельные ячейки дрейфовых камер, дающих координатную информацию, отображенную в виде эквипотенциальной окружности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены тенденции создания современных вычислительных систем и систем программного обеспечения для крупномасштабных экспериментов в физике высоких энергий в рамках «триады» А.А.Самарского «модель-алгоритм-программа».

Рассмотрены основные особенности современного состояния как компьютерного оборудования, так и программного обеспечения на примере эксперимента HERA-B, представляющего собой один из наиболее развитых экспериментов в данной области. Параметры системы сбора и обработки данных эксперимента HERA-B сравнимы с аналогичными системами экспериментов следующего поколения в физике высоких энергий, в частности экспериментов на LHC CERN (Европейский центр ядерных ис-

следований, Женева).

В рамках структуры компьютерной системы эксперимента HERA-B были предложены оптимальные форматы данных для монте-карло-анализа и детектора переходного излучения, а также оптимальные алгоритмы математического моделирования эксперимента HERA-B на основе метода Монте-Карло. Это позволяет производить анализ данных моделирования методами и средствами, идентичными анализу экспериментальных данных не только на программном уровне, но и с использованием идентичных компьютерных средств. Данный метод позволяет исследовать эффективность практически всех уровней анализа данных, включая триггерные уровни, повысить производительность генерации и анализа монте-карло-данных на порядок по сравнению с традиционными методами.

Система компьютерного и программного обеспечения выполняет сбор, анализ экспериментальных данных, математическое моделирование и анализ данного эксперимента на планируемом уровне. Система обеспечила набор экспериментальных данных в течение 1999-2001 гг. на уровне 10 ТВ, и в настоящее время производится их физическая обработка по анализу сечения рождения В-мезонов. Статистика для моделируемых событий составляет суммарно несколько миллионов событий в соответствии с физической программой эксперимента.

Литература

1. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Математическое моделирование и вычислительный эксперимент. - М., 2000.
2. HERA-B An Experiment to Study CP Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. Proposal // DESY-PRC 94/02, DESY, 1994.
3. Pulling the trigger on LHC electronics // CERN COURIER. – 2001. – V. 41. - 1.
4. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. - М.: Наука, 1975.
5. CERN Programm Library, CERN, CN Division. /R. Brun, F. Bruyant, A. C. McPherson, P. Zanarini DD/EE/84-1, 1987.
6. Гинзбург В., Франк И. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. – 1946. - Т. 16. – Вып. 1.
7. Егорычев В.Ю., Савельев В.И. Монте-Карло моделирование переходного излучения и идентификация электронов для эксперимента HERA-B: Препринт ИТЭФ. – 1999. - 11.
8. Самарский А.А., Четверушкин Б.Н. Использование и перспективы применения многопроцессорных транспьютерных систем для решения задач науки и техники: Сб. трудов институтов ОИВТА РАН, 1994.
9. Cerbal J.R. Collaborative visualization for parallel multidisciplinary applications, Elsevier Amsterdam, 1998.
10. Defert Ph., Cancio G., Cons L. at all. ASIS, manage and distribute application software in the HEP community: Proc. of the Intern. Conf. on Computing in High Energy Physics (Berlin, 1997).
11. ADSP-21060x User's Manual, Analog Devices, 1995.
12. HERA-B Software Group \\ APTE - The Event Reconstruction and Analysis Tool for HERA-B \\ DESY, 1996.

Поступила в редакцию 2.02.2002

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ СТРУКТУР*

С.Дж. Аплин*, В.И. Савельев**

**Портсмутский университет, Портсмут, Англия*

***Немецкий электронный синхротрон, Гамбург, Германия*



В работе представлены результаты создания математической модели для описания переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами. Данная модель может быть использована для исследования возникновения переходного излучения при распространении заряженных частиц в периодических сверхплотных средах – внутриядерных областях.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее время характеризуется значительным экспериментальным интересом к явлениям излучения движущихся заряженных частиц в различных условиях [1], в частности к переходному излучению [2], что вызвано возможностью использования переходного излучения для идентификации релятивистских заряженных частиц, в частности, идентификации лептонов в экспериментах по физике высоких энергий, диагностики высокоинтенсивных пучков заряженных частиц. Высокие требования к характеристикам систем идентификации заряженных частиц потребовали детального исследования переходного излучения как собственно физического явления, так и его использования в экспериментальных исследованиях [3].

В этом плане создание соответствующего математического аппарата и методов моделирования переходного излучения представляет актуальную задачу. Переходное излучение до сих пор не включено в классические описания электромагнитных процессов и не представлено в стандартных средствах и системах анализа в физике высоких энергий. Важным этапом создания математической модели переходного излучения естественно является экспериментальное тестирование; в частности, важнейшим фактором является соответствие математического моделирования существующим физическим моделям и реальной постановке эксперимента, что требует описания дополнительных процессов и условий экспериментальных исследований.

Основным методом моделирования, позволяющим получать значимые результаты является метод Монте-Карло, который первоначально успешно использовался для задач нейтронной физики, где традиционные численные методы оказались малопродуктивными. Далее его применение распространилось на широкий круг задач статисти-

© С.Дж. Аплин, В.И. Савельев, 2002

* Работа поддержана грантом РФФИ 00-01-00282а

ческой физики, в том числе взаимодействие элементарных частиц и распространения электромагнитного излучения [4].

Использование современных вычислительных средств и языков математического программирования существенно упростило программирование вычислений и перенесло центр тяжести на создание математического описания исследуемого явления, необходимые упрощения задачи, выбор подходящего численного метода, исследование его погрешности.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРАКТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Переходное излучение представляет собой электромагнитное излучение, возникающее при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами. Объяснение этого явления основывается на рассматриваемом процессе реформирования электромагнитного поля зараженной частицы при изменении диэлектрических свойств среды, и в общем виде представляет собой достаточно сложную задачу. Строгое математическое описание этого явления определяется уравнениями Максвелла, представляющими собой систему законов сохранения с разрывными коэффициентами под знаком производных, характеризующими диэлектрические свойства среды. Подход к решению стал возможен лишь в последнее десятилетие на основе функциональных решений законов сохранения [5].

Основой практической теории переходного излучения являются асимптотические формулы Гинзбурга-Франка для расчета переходного излучения для заряженной частицы при пересечении границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами при нормальном прохождении границы, и адаптированные для области релятивистских энергий В.Гарибяном [5].

Как результат формула выхода переходного излучения в асимптотической области в единичном пространственном угле в направлении вперед в полярных координатах может быть представлена следующим образом

$$\frac{dW_0(\omega, \theta)}{d\omega d\Omega} = \frac{ev^2}{\pi^2 c^3} \sqrt{\epsilon_2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{[1 - (v/c)^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta]} \times \left| \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) [1 - (v/c)^2 \epsilon_2 - (v/c) \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \cos^2 \theta}]}{[1 - (v/c) \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta}] (\epsilon_1 \cos \theta + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_2^2 \sin^2 \theta})} \right|^2 \quad (1)$$

Общепринятыми параметрами, характеризующими движение релятивистской заряженной частицы в физике высоких энергий, являются релятивистская скорость β и лоренц-фактор γ , выражающий отношение полной энергии частицы к ее массе.

$$\gamma = \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right), \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (2)$$

Ультрарелятивистские условия определяют переходное излучение в рентгеновской области, т.е. частоты излучения ω много выше плазменной частоты среды ω_p , тогда

$$\epsilon \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p = 4\pi\alpha n_e / m_e \approx \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} [eV]. \quad (3)$$

При высоких частотах ϵ близка к единице.

Далее, для ультрарелятивистского случая и соответственно малых углов излучения вперед можно принять

$$\beta \approx 1 - 1/(2\gamma^2), \quad \cos\theta \approx 1 - \theta^2/2, \quad (1 - \beta^2 \cos\theta) \approx 1/\gamma^2 + \theta^2. \quad (4)$$

Используя предыдущие выражения можно аппроксимировать:

$$1 - \beta(\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2}} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \theta^2} \right) \approx 1/\gamma^2. \quad (5)$$

Окончательно дифференциальная интенсивность переходного излучения для ультрарелятивистского случая и малых углов при рассмотрении общего случая границы раздела между двумя диэлектрическими средами может быть представлена как

$$\frac{dW_0}{d\omega d\Omega} = \frac{2\alpha}{\pi} \theta^3 \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_1^2/\omega^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_2^2/\omega^2} \right). \quad (6)$$

На первом этапе были вычислены дифференциальные спектры интенсивности рентгеновского переходного излучения, а также пространственное распределение в широком диапазоне лоренц-фактора, для различных веществ. На рис. 1 представлены дифференциальные спектры для различных значений лоренц-фактора $\gamma = 100 - 20000$ и на рис. 2 представлено пространственное распределение переходного излучения для $\gamma = 100 - 20000$ для границы раздела воздух полипропиленовая (СН₂)среда.

Обобщенными характеристиками переходного излучения в ультрарелятивистском случае являются следующие.

- Основной вклад в интеграл переходного излучения дают частоты, значительно превышающие оптические, т.е. область рентгеновского излучения. Полный поток энергии излучения переходного излучения (интегрированный по полному углу и частотам) пропорционален лоренц-фактору частицы, и полное число фотонов переходного излучения при пересечении одной границы раздела сред с разными диэлектрическими свойствами порядка постоянной структуры среды $\alpha = 1/137$.

- Частотное распределение интенсивности переходного излучения в области малых энергий является постоянным (не зависящим от частоты излучения).

- В области средних энергий $\gamma\omega_1 < \omega < \gamma\omega_2$ имеется логарифмическая зависимость интенсивности переходного излучения от частоты.

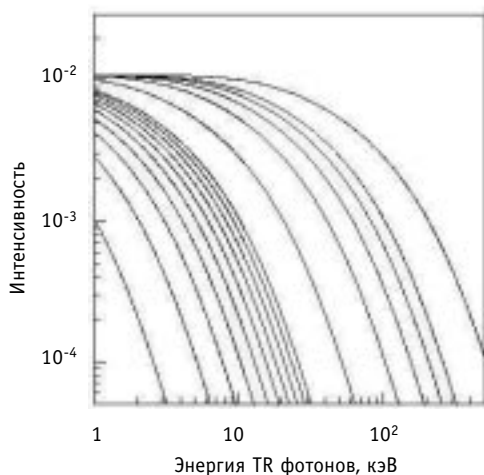


Рис. 1. Дифференциальные спектры для различных значений лоренц-фактора

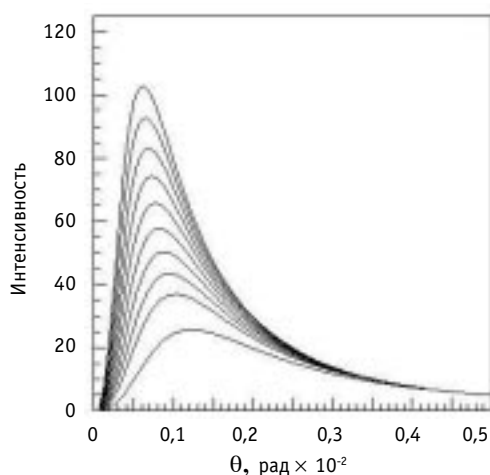


Рис. 2. Пространственное распределение переходного излучения

- В области высоких энергий фотонов (область выше 20-30 кэВ) спектр имеет существенное падение интенсивности рентгеновского излучения с увеличением частоты.

- Пространственное распределение переходного излучения в релятивистском случае имеет сильно выраженную зависимость от γ , максимум излучения соответствует углам $1/\gamma$ и практически исчезает при углах, близких к 90° .

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Практическая теория переходного излучения определяется целями, т.е. возможностью наблюдения и регистрации излучения для задач идентификации элементарных частиц в физике высоких энергий. При этом должны быть рассмотрены и учтены свойства самого переходного излучения, а также дополнительные условия, необходимые для регистрации и анализа.

Интенсивность переходного излучения, излучаемая с единичной границы, достаточно слабая - пропорциональна постоянной тонкой структуры вещества. Усиление выхода переходного излучения в практических целях возможно при использовании специальных структур диэлектрических сред с многими границами перехода. При этом полная интенсивность излучения является не просто суммой интенсивностей от отдельных границ, а присутствует явление интерференции, которое должно быть принято во внимание при рассмотрении.

Лучшим приближением в качестве таких структур служат так называемые периодические структуры - радиаторы переходного излучения, например, многослойные структуры из диэлектрических пластин, распределенных в пространстве с определенным шагом.

Теория и математическое моделирование переходного излучения для строго периодических структур развиты достаточно хорошо и являются основой для многих программных пакетов математического моделирования и анализа систем идентификации элементарных частиц в физике высоких энергий. В данном случае за основу были приняты выражения, полученные в [7].

Рассмотрим интенсивность переходного излучения релятивистской частицы, пересекающей периодическую структуру фольг, перпендикулярную к направлению движения частицы (рис.3) в точке наблюдения P на достаточном расстоянии для излучения вперед.

Интенсивность излучения в этой точке должна быть суммой амплитуд излучения от $2n$ границ перехода. Для точного вычисления суммы амплитуд должны быть учтены фазовые соотношения, т.к. заряженная частица пересекает различные границы в разное время. Соответствующие амплитуды электромагнитного поля в волновой зоне можно представить следующим образом:

- для частицы, входящей в пластину,

$$E_{j1} = \frac{1}{R} A(\theta) e^{i\varphi}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A(\theta) &= e\beta\xi \sin\theta \cos\theta / \pi cR, \\ \xi &= 2(\epsilon_2 - \epsilon_1) / \left[(\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_1^2 / \omega^2) (\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_2^2 / \omega^2) \right], \\ \varphi &= \omega \left(\frac{R}{c} - t \right), \end{aligned}$$

R – расстояние до точки наблюдения;

- для частицы, выходящей из пластины,

$$E_{i2} = -E_{i1} = -\frac{1}{R} A(\theta_i) e^{i\varphi}. \quad (8)$$

Полное значение амплитуды поля в точке наблюдения можно получить из когерентного суммирования полей, излученных от каждой границы, используя то условие, что амплитуды поля для последующих границ раздела противоположны по знаку, и суммируя излучение с точно определенными фазами:

$$E_p = \sum_{i=1}^{2N} \frac{(-1)^i}{R_i} A(\theta_i) e_i^{i\varphi}. \quad (9)$$

Для удаленной точки наблюдения

$$R_i \approx R, \quad \theta_i \approx \theta \text{ для любых } i. \quad (10)$$

В этом случае уравнение (9) представляется в виде

$$E(R, \theta) = \frac{A(\theta)}{R} \sum_{i=1}^{2N} (-1)^i e^{i\varphi_i} = \frac{A(\theta)}{R} \left[e^{i\varphi} \sum_{i=0}^{N-1} e^{i(\varphi_{2i+1} - \varphi_1)} - e^{i\varphi_2} \sum e^{i(\varphi_{2i+1} - \varphi_2)} \right]. \quad (11)$$

Далее для последующих пластин разница фаз $\Delta\varphi = \varphi_{i+2} - \varphi_i$ между двумя последующими четными границами или двумя последующими нечетными границами является постоянной и не зависящей от i величиной

$$\varphi_{2i} - \varphi_2 = (i-1) \Delta\varphi; \quad (12)$$

при условии пространственного и временного разделения

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \left[(l_1 \sqrt{\epsilon_1} + l_2 \sqrt{\epsilon_2}) \cos \theta - \frac{l_1 + l_2}{\beta} \right]. \quad (13)$$

Используя уравнение (12) и подстановку в уравнение (11), получим

$$E(R, \theta) = \frac{1}{R} A(\theta) (e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi_2}) \sum_{n=1}^{N-1} e^{in\Delta\varphi} \quad (14)$$

при условии

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{in\Delta\varphi} = \frac{e^{iN\Delta\varphi} - 1}{e^{i\Delta\varphi} - 1} = e^{i(N-1)\Delta\varphi/2} \frac{\sin(N\Delta\varphi/2)}{\sin(\Delta\varphi/2)}. \quad (15)$$

Далее из уравнения (14) получаем

$$E(R, \theta) = \frac{1}{R} A(\theta) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2 + \pi)/2} e^{i(N-1)\Delta\varphi/2} 2 \sin\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \frac{\sin(N\Delta\varphi/2)}{\sin(\Delta\varphi/2)}. \quad (16)$$

Для получения дифференциальной интенсивности излучения в точке наблюдения P используем вектор Пойнтинга:

- выражение для тонкой пластины

$$\frac{dW_1}{d\theta d\omega} = \frac{d^2W_0}{d\theta d\omega} 4 \sin^2\left(\frac{\varphi_1}{2}\right), \quad (17)$$

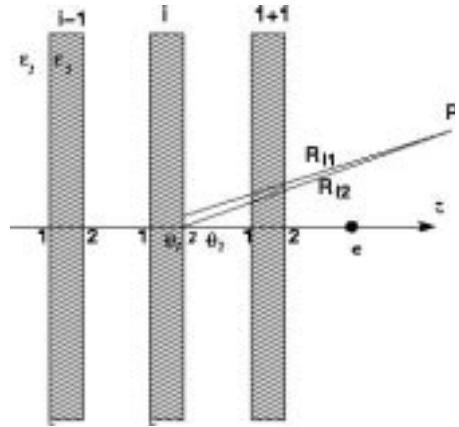


Рис. 3. Интенсивность переходного излучения релятивистской частицы

- для периодического радиатора (стопка пластин)

$$\frac{d^2W_N}{d\theta d\omega} = \frac{d^2W_1}{d\theta d\omega} \frac{\sin^2(N\Delta\phi/2)}{\sin^2(\Delta\phi/2)}. \quad (18)$$

Окончательное выражение для выхода переходного излучения для периодической структуры, состоящей из большого количества пластин, периодически расположенных в пространстве, имеет вид

$$\frac{dW_N}{d\omega} = 2\alpha\hbar eN(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 \frac{(l_1 + l_2)^2}{\omega^2} \times \sum_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \left\{ \sin^2 \left[\frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(\frac{1}{4\omega c} (\omega_1^2 - \omega_2^2) - \pi\gamma \right) \right] \times \frac{2\pi c\gamma - \frac{(l_1 + l_2)\omega}{2\gamma^2} - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{2\omega}}{\left[\frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{2\omega} - 2\pi c\gamma \right]^2 \left[\frac{l_2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2\omega} - 2\pi c\gamma \right]^2} \right\}. \quad (19)$$

Суммирование производится по всему ряду γ с пределами:

$$\gamma_{\min} = \frac{l_1 + l_2}{2\pi c} \left(\frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{l_1 + l_2} \right)^{1/2}, \quad \gamma_{\max} = \gamma\gamma_{\min}. \quad (20)$$

В выражениях для ω

$$\gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} - \left[\left(\frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{\gamma^2(l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\} \leq \omega \leq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} + \left[\left(\frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{\gamma^2(l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\}. \quad (21)$$

Алгоритм достаточно точен для регулярных периодических структур с фиксированными значениями толщины фольги и дистанции между фольгами. Спектры переходного излучения для периодической структуры и параметров, использованных ранее, приведены на рис.4.

Основные особенности переходного излучения в рентгеновской области в данном случае можно суммировать:

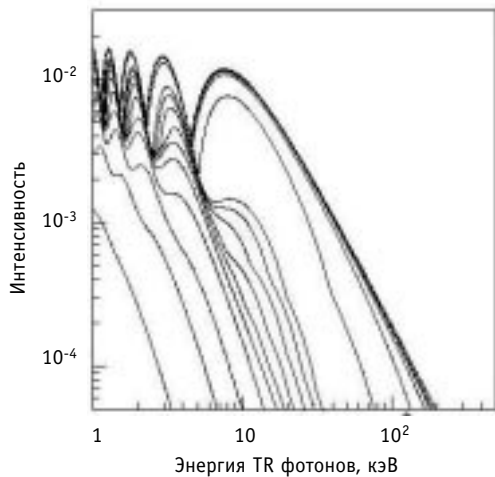


Рис.4. Спектры переходного излучения для периодической структуры

- рентгеновское излучение излучается с частотами, ограниченными частотой $\gamma\omega_1$, с частотным спектром, включающим интерференционные эффекты;
- для энергий частиц, близких к насыщению, большая часть излучения содержится в высокочастотном максимуме, с частотой $\omega_{\max} = l_1 \omega_1^2 / 2\pi c$;
- полная интенсивность переходного излучения увеличивается с энергией частицы:

$$\gamma_W = E_W / mc^2 = 0.6\omega_1(l_1 l_2)^{1/2} / c. \quad (22)$$

Насыщение наступает при значениях, превышающих γ_W . Ниже этой величины полная излучаемая энергия пропорциональна γ :

$$W_N \approx \frac{2e^2\alpha\hbar}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma \frac{1 - e^{-N(\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2)}}{\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2}. \quad (23)$$

Рассмотренные ранее выражения описывают переходное излучение при условии отсутствия взаимодействия со средой при прохождении, что верно только на теоретическом уровне при рассмотрении возникновения переходного излучения. Однако поглощение в процессе распространения переходного излучения может быть довольно важным эффектом для мягких фотонов даже для тонких пластин. Из приведенных зависимостей для энергий рентгеновского излучения ниже 500 кэВ взаимодействие фотонов переходного излучения с веществом практически полностью определяется фотоэффектом [8].

Фотоэффект в случае переходного излучения можно рассматривать как взаимодействие между фотонами переходного излучения и атомом как целого. Взаимодействующий фотон поглощается с возбуждением атома и испусканием затем электрона оболочки. Фотоэлектрон испускается с углами, близкими к 90° по отношению к направлению первичного фотона для очень малых энергий испускаются неполяризованные фотоны. Угол испускания вторичного фотона, по отношению к направлению первичного фотона, уменьшается с увеличением энергии. Однако (в общем случае) направление излучения вторичных электронов быстро становится анизотропным из-за многократного рассеяния.

Из вышесказанного следует, что переходное излучение в области 1-2 кэВ будет сильно подавлено при прохождении через материал периодических структур. Данный факт сильно влияет на структуру детектора, метод обработки сигналов и в конце концов на мощность идентификации. Важно отметить, что фотоэлектрический эффект имеет ту же зависимость, что и функция $Z^{5/2}$ от атомного номера вещества, что определяет критерии выбора материалов для радиатора переходного излучения с возможно меньшим значением Z .

Эффект поглощения излучения в периодической структуре описывается довольно хорошо следующим представлением [9] (данный алгоритм был введен в математическую модель описания выхода переходного излучения для периодического радиатора).

Учет поглощения осуществляется введением дополнительного фактора в вычисление амплитуд переходного излучения. С этой целью введем фактор интерференционного суммирования амплитуд в виде

$$\frac{d^2 W_N}{d\theta d\omega} = \frac{d^2 W_1}{d\theta d\omega} \times I^n, \quad (24)$$

где

$$I^n = \left| \frac{1 - C^n}{1 - C} \right|^2, \quad C = \exp(i\Delta\phi - 1/2\sigma_1 - 1/2\sigma_2) \quad (25)$$

и σ_1, σ_2 - коэффициенты поглощения для материалов пластины и промежутка.

Дополнительный фактор описывает ослабление в испускаемом излучении внутри фольги во время следования его к поверхности. Результат для асимптотического выхода переходного излучения соответственно модифицируется:

$$I^n = \exp\left(\frac{1-N}{2}\sigma\right) \frac{\sin^2(N\Delta\phi/2) + \sinh^2(N\sigma/4)}{\sin^2(\Delta\phi) + \sinh^2(\sigma/4)}, \quad \sigma = \sigma_1 + \sigma_2. \quad (26)$$

Расчет спектра переходного излучения, приведенный на выходе периодического радиатора из диэлектрических пластин и рассчитанный по данному алгоритму, пред-

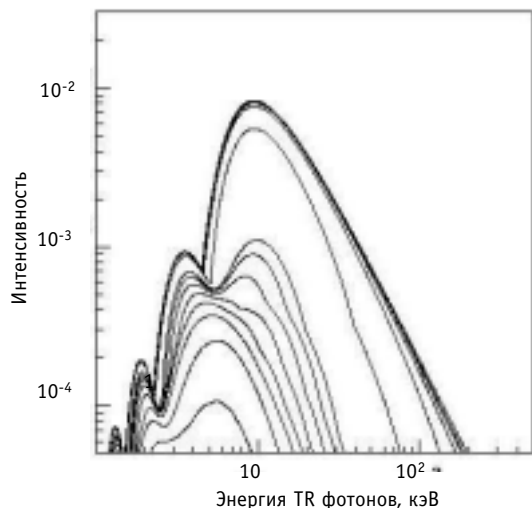


Рис.5. Спектр переходного излучения

шим приближением служат так называемые многослойные периодические структуры из диэлектрических фольг, распределенных в пространстве с определенным шагом. Однако фольги не являются самоподдерживающимся конструкционным материалом, и организация пространственной структуры требует значительных усилий.

В конце 90-х гг. наибольшее внимание привлекали исследования радиаторов переходного излучения на основе полипропиленовых пен [10]. Радиаторы из пен представлялись достаточно оптимальными для создания реальных детекторов переходного излучения в силу их регулярной структуры и хороших технологических свойств. С целью оценки свойств радиаторов переходного излучения были проведены экспериментальные исследования, в частности в CERN и DESY, которые также позволили провести тестирование математических моделей переходного излучения на основе регулярных периодических структур.

В качестве примера приведем результаты тестовых измерений, проведенных в рамках создания детектора переходного излучения для эксперимента ATLAS [10] на основе радиатора из полипропиленовой пены и сравнение с результатами математического моделирования. Для описания выхода переходного излучения использовалась модель периодического радиатора с эквивалентными средними значениями расстояний между границами раздела сред. Угловое распределение не принималось во внимание т.к. при заданной структуре детектора и пространственного разрешения регистрирующего детектора не представлялось возможным выделить фотоны переходного излучения, и регистрировался интегральный спектр переходного излучения на фоне ионизационных потерь энергии заряженной частицы.

Предварительные оценки показали значительное расхождение как в абсолютной интенсивности излучения, так и в форме спектра. Расхождение по амплитуде (или эффективность радиатора из полипропиленовой пены) составило величину 60% по сравнению с периодическим радиатором. С целью коррекции математической модели был введен эмпирический нормировочный коэффициент, учитывающий неэффективность выхода переходного излучения из за нарушения регулярности радиатора. Форма спектра не была скорректирована. Аналогичные результаты с радиаторами из пены были также получены при тестировании прототипа детектора переходного излучения эксперимента HERA-B [11].

Как показали экспериментальные исследования, математическая модель переход-

ставлен на рис.5.

Первоначально данный алгоритм использовался для моделирования переходного излучения в экспериментальной физике высоких энергий, в частности для экспериментов ATLAS(CERN), HERA-B(DESY) [10,11].

В то же время развитие экспериментальных методов (в частности работы по созданию детекторов переходного излучения) обусловило предпосылки для экспериментальной проверки созданных программных алгоритмов моделирования переходного излучения.

На практике идеальный периодический радиатор невозможно реализовать в силу объективных причин. Луч-

ного излучения на основе регулярного периодического радиатора не позволяла с приемлемой точностью описывать экспериментальные результаты в силу следующих причин.

Проблема определения эмпирического нормирующего коэффициента в математической модели, описывающей переходное излучение. Коэффициент выбран из условия нормировки на конкретные экспериментальные данные и не несет физического смысла, что подтверждается проведенными в то же время исследованиями радиатора переходного излучения на основе гомогенного распределенных в пространстве микроволокон.

Проблема неадекватного описания формы спектра, в особенности, в важной энергетической области 3-6 кэВ. Эта область имеет принципиальное значение для выбора порога регистрации кластеров переходного излучения и, как следствие, может привести к значительным погрешностям в определении эффективности идентификации.

Как было отмечено ранее, в модели не было учтено угловое распределение переходного излучения, что являлось важным аспектом проблематичности использования данной модели для исследования нового типа детекторов переходного излучения с использованием сильного магнитного поля для разделения трека заряженной частицы и фотонов переходного излучения [12].

РАДИАТОРЫ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОСТРАНСТВЕННО РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СТРУКТУРОЙ НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛОКОН. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТОВ

Развитие новых технологий и материалов позволило в настоящее время получить новые эффективные радиаторы переходного излучения на основе полипропиленовых микроволокон, в частности слои пространственно распределенных микроволокон представляют собой довольно псевдопериодические структуры с постоянными средними величинами.

Очевидно, что пространственно распределенные структуры из микроволокон в сравнении с материалами, полученными по технологии пены, имеют более оптимальные параметры; так диаметр микроволокон может быть получен на уровне 10-30 микрон с хорошей точностью, расстояние между волокнами также может быть определено из плотности пространственной структуры радиатора и приведено к оптимальной величине 150-250 микрон. Соотношение в параметрах диэлектрической среды и газового промежутка, в частности диэлектрическая среда много тоньше газового промежутка, является оптимальным для генерации переходного излучения.

В 1994 г. в плане подготовки эксперимента HERA-B были проведены тестовые измерения по сравнению различных типов радиаторов включая радиатор на основе полипропиленовых микроволокон. Данные тестовых измерений приведены в [11], где показаны зависимости выхода переходного излучения для различных типов радиаторов как функции порога регистрации кластеров переходного излучения, а также монте-карло-расчеты по модели периодического радиатора с коэффициентом нормировки, равным 0.54. Кластеры переходного излучения определялись, как энергия, выделившаяся в пропорциональном детекторе выше данного порога, для режекции ионизационных потерь заряженной частицы.

Как видно из представленных результатов, имеется большое различие как в амплитуде, так и в форме спектра, регистрируемого пропорциональными детекторами тестовой установки. Превышение выхода переходного излучения составило более 15%, также установлено расхождение экспериментальных данных и математической модели в области энергий переходного излучения 4 - 5 кэВ.

Появление радиаторов переходного излучения на основе микроволокон а также их экспериментальные исследования поставили новые задачи в области математических моделей образования переходного излучения. На рисунке приведена микрофотография радиатора переходного излучения на основе полипропиленовых микроволокон, что ясно показывает неадекватность описания в виде регулярной периодической структуры.

Дальнейшее развитие метода Монте-Карло для переходного излучения охватывает псевдопериодические структуры со случайно распределенными параметрами толщины диэлектрической среды и дистанции между ними, что соответствует практическому случаю радиаторов из микроволокон. Вопросы учета углового распределения также должны быть приняты в рассмотрение.

Для радиатора переходного излучения из микроволокон была принята модель с различными параметрами неоднородности для микроволокон и дистанции между волокнами. В частности принималось, что параметр толщины волокон на порядок величины стабильнее, чем дистанция.

Распределение диаметра микроволокон и дистанции между микроволокнами, найденное из экспериментальных исследований, можно описать гамма-распределением:

$$f(l) = \frac{1}{\alpha! \beta^{\alpha+1}} l^{\alpha} e^{-l/\beta}, \quad \alpha \gg 1, \beta \gg 0. \quad (27)$$

Среднее значение и среднеквадратичное отклонение равны

$$l = (\alpha + 1)/\beta, \quad \Delta l = (\alpha + \beta)/\beta^2. \quad (28)$$

С учетом данных предположений в моделирование был введен алгоритм вычисления выхода переходного излучения для нерегулярных толщин и расстояний между слоями диэлектрических сред. Моделирование выполнено методом Монте-Карло с использованием основных соотношений амплитуд переходного излучения с учетом относительного положения границ раздела диэлектрических сред для корректного суммирования и воспроизводства интерференционных эффектов.

Основным эффектом, вносимым иррегулярностью границ раздела сред в радиаторе переходного излучения, является уменьшение абсолютной амплитуды излучения за счет деструкции эффекта интерференции, а также смещение основного пика переходного излучения в область меньших энергий.

Существенным вкладом в экспериментальные исследования переходного излучения, а также тестирования математической модели явились результаты тестов на пучках элементарных частиц в Европейском центре ядерных исследований CERN (Женева) в 2000 г. Основные элементы детектора переходного излучения используемого в эксперименте AMS, аналогичны элементам детектора переходного излучения эксперимента HERA-B: элементы - радиатор с внедренными цилиндрическими пропорциональными детекторами, организованные в многослойную систему с тонкой структурой.

С целью верификации математической модели переходного излучения для иррегулярных сред была создана математическая модель экспериментальной установки, воспроизводящая полностью сложную геометрию и соответствующие физические процессы с целью полного воспроизведения сигнала регистрируемого в эксперименте. Соответствующие физические процессы включали в себя моделирование процессов поглощения фотонов переходного излучения в газовой смеси на основе ксенона (Xe), являющегося оптимальным для регистрации переходного излучения на фоне ионизационных потерь энергии заряженной частицы, а также моделирование процессов ионизационных потерь энергии зараженных частиц в цилиндрических пропорциональных камерах.

Экспериментальные данные получены в широкой области энергий 5 – 200 ГэВ/с для заряженных частиц: протоны, пионы, мюоны, электроны.

С целью идентификации переходного излучения от ионизационных потерь были проведены измерения сигналов пропорциональных детекторов для протонов на энергии 20 ГэВ, что соответствует условию практически отсутствия переходного излучения. На рис.6 представлены спектры энерговыделения для ионизационных потерь энергии в пропорциональных камерах тестового детектора для протонов с энергией 20 ГэВ (точки), а также моделированные спектры ионизационных потерь (сплошная линия).

На рис.7 и 8 представлены спектры энерговыделения в пропорциональных камерах тестового детектора для электронов с энергией 20 - 100 ГэВ, дающие значительный вклад от переходного излучения (соответственно точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями моделированные спектры).

На данных спектрах ясно виден вклад вклад переходного излучения, хорошо разрешаемый по отношению к спектру ионизационных потерь. Математическая модель позволила достаточно точно описать экспериментальные спектры, полученные в ходе тестирования. Согласие между моделированными спектрами и экспериментальными данными без дополнительной нормировки на ранее полученные экспериментальные данные не превышает 5-10% для всех приведенных энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлены основные результаты работы по созданию программного обеспечения математического моделирования переходного излучения для

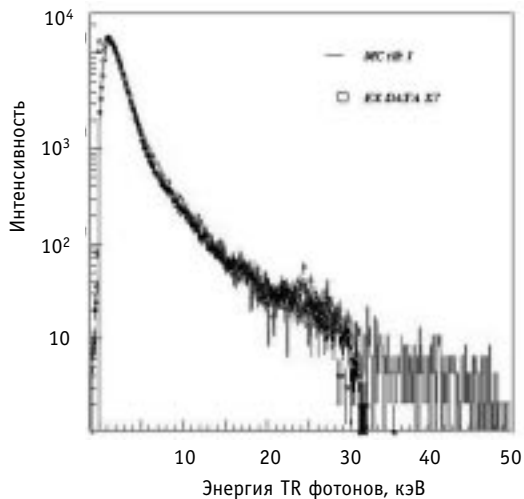


Рис.6. Спектры энерговыделения для ионизационных потерь энергии в пропорциональных камерах тестового детектора для протонов с энергией 20 ГэВ (точки), а также моделированные спектры ионизационных потерь (сплошная линия)

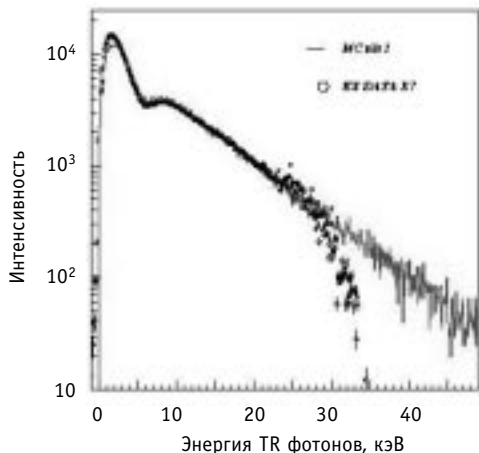


Рис. 7. Спектры энерговыделения

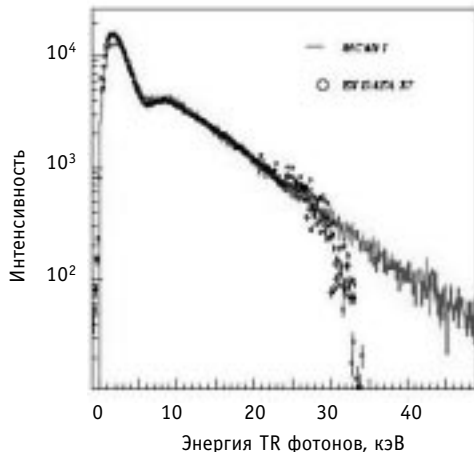


Рис. 8. Спектры энерговыделения

релятивистских условий в условиях сложной геометрии экспериментов в физике высоких энергий.

Рассмотрены общие вопросы и проблемы моделирования переходного излучения в приложении к задачам физики высоких энергий, создания условий и возможностей введения алгоритмов и программных пакетов в общепринятые пакеты математического моделирования экспериментов физики высоких энергий. Основное внимание уделено рассмотрению различных моделей переходного излучения в применении к конкретным практическим задачам с учетом особенностей реальных свойств сред и процессов, влияющих на процессы рождения и распространения переходного излучения.

Создан программный пакет, используемый в нескольких крупномасштабных экспериментах физики высоких энергий, таких как HERA-B (DESY), AMS(CERN, NASA).

Выполнено тестирование математических моделей переходного излучения - сравнение результатов математического моделирования с экспериментальными данными в комплексной геометрии тестовых экспериментальных установок, проверка математических моделей переходного излучения в различном приближении в широком диапазоне энергий частиц с использованием современной структуры детекторов переходного излучения для электронов, пионов, мюонов, протонов.

Согласие между моделированными спектрами и экспериментальными данными без дополнительной нормировки на ранее полученные экспериментальные данные не превышает 5-10% для всех приведенных энергий.

Литература

1. Тихонов А.Н., Самарский А.А. О принципе излучения //ЖЭТФ. - 1948. - Т.18. - Вып. 2.
2. Гинзбург В.Л., Франк И.М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую //ЖЭТФ. - 1946. - Т.16. - Вып. 1
3. Aplin S.J., Egorytchev V. Yu., Saveliev V.I. Particle identification via Transition Radiation and Detectors //Nucl. Instr. And Meth. - 2000. - A453. - P. 346-352.
4. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. - М.: Наука, 1975. - 471 с.
5. Галкин В.А. Теория функциональных решений законов сохранения: Тр. семинара им И.Г. Петровского. Т.20. - М.: изд. МГУ, 2000.
6. Гарибян Г.М. Переходное излучение в потерях энергии частицы //ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37. - P. 527-533.
7. Cherry M.L., Hartmann G., Muller D., Prince T.A. Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiator //Phys. Rev. - 1974. - V.10. - №11. - P. 3594-3607.
8. NIST XCOM – Photon Cross Section Database. 2000.
9. Artru X., Yodh G.B., Mennessier Practical theory of the multilayered transition radiation detector // Phys. Rev. - 1975. - V.12. – №5. - P.1289-1306.
10. ATLAS Inner Detector, Technical Design Report. CERN, 1997.
11. HERA-B An Experiment to Study CP Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA proton Ring. Technical Design Report. DESY, 1995.
12. Aplin S.J., Chamanina J., Dolgoshein B., Franklin C., Egorytchev V., Fourletov S., Kaoukher S., Saveliev V. Si pixel Transition Radiation Detector with separation of TR-photons and Particle Track by B-field. DESY, 2000. LC-DET-2000-038.

Поступила в редакцию 2.02.2002

90 лет Алексею Георгиевичу Карабашу



Доктору химических наук, профессору Алексею Георгиевичу Карабашу в феврале 2002 года исполнилось 90 лет. Его трудовая деятельность богата знаменательными событиями. Молодой специалист, химик-технолог работал в ведущих химических институтах Академии наук: Институте общей и неорганической химии (ИОНХ), в Геохимическом институте (ГЕОХИ). Научная деятельность прервалась Отечественной войной. В мирное время им были продолжены исследования в области аналитической и неорганической химии в ИОНХ и Арзамасе-16.

Основная часть трудовой жизни (более 50 лет) приходится на работу в ФЭИ – в отделе химии и радиохимии, где он работает с 1950 года, и который возглавлял с 1963 по 1986 гг., где продолжает трудиться и сегодня. Область научных интересов Алексея Георгиевича обширна. Трудно найти более увлеченного, трудолюбивого и любознательного человека с незаурядными творческими способностями. Все химические задачи, которые возникали в институте при разработке и создании ЯЭУ различного назначения, решались при активном участии сотрудников химического отдела и под его руководством. Под руководством Алексея Георгиевича в ГНЦ РФ-ФЭИ создано новое направление в области анализа веществ высокой чистоты – химикоспектральный анализ; открыто новое явление-соэкстракция следов элементов; создан новый технологический процесс очистки жидкометаллических теплоносителей – жидкометаллическая хроматография и открыты новые формы актинидов – смешанные кислородсодержащие гидриды.

А.Г. Карабаш опубликовал более 100 научных работ, более 80 докладов на научных конференциях, он участник всех менделеевских съездов, активный автор нашего журнала. Алексей Георгиевич – соавтор 25 изобретений и открытий, имеет звание «Заслуженный изобретатель РСФСР». Обаяние личности Алексея Георгиевича велико, под его руководством и влиянием сформировались и выросли многие из тех, кто сегодня трудится на переднем крае науки, много молодых ученых благодарны ему за помощь и поддержку. Широкий кругозор, равнодушие к судьбе науки в городе Первой в мире атомной электростанции, готовность публично защищать свою позицию ученого и гражданина – все это Алексей Георгиевич.

За самоотверженный труд в годы Великой Отечественной войны и большую плодотворную деятельность в мирное время А.Г. Карабаш награжден государственными наградами: орденами «Красной Звезды», «Трудового Красного Знамени» и «Знаком Почета», а также многими медалями.

Редакционная коллегия, товарищи по работе от души поздравляют Алексея Георгиевича с юбилеем и желают ему здоровья, успехов во всех делах.

В ОБНИНСКОМ ИНСТИТУТЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ ОТКРЫТ ДИССЕРТАЦИОННЫЙ СОВЕТ ПО ЗАЩИТЕ ДОКТОРСКИХ И КАНДИДАТСКИХ ДИССЕРТАЦИЙ

Приказом ВАК Минобразования РФ от 09.02.01 утвержден диссертационный совет в Обнинском институте атомной энергетики по защите диссертаций на соискание ученых степеней доктора и кандидата наук по специальностям

- 01.04.16 - физика ядра и элементарных частиц;
- 05.13.01 - системный анализ, управление и обработка информации;
- 05.13.06 - автоматизация и управление технологическими процессами и производствами;
- 05.14.03 - ядерные энергетические установки, включая проектирование, эксплуатацию и вывод из эксплуатации.

Утвержденный перечень специальностей отражает направленность ОИАТЭ как базового вуза по подготовке кадров высшей квалификации для Министерства по атомной энергии. В составе совета специалисты, имеющие большой опыт работы в энергетике, высококвалифицированные сотрудники ИАТЭ, ГНЦ РФ-ФЭИ и КФ МГТУ им. Н. Баумана. Председатель совета - профессор Ю.А. Казанский, заслуженный деятель науки России, ведущий специалист по методам и средствам расчета и проектирования ядерных энергетических установок; заместитель председателя – профессор Н.Л. Сальников, ведущий специалист в области системного анализа и автоматизированных систем управления; ученый секретарь – профессор В.Л. Шаблов, ведущий специалист в области физики ядра и элементарных частиц.

ФОРМИРУЕТСЯ ПОРТФЕЛЬ ПРИНИМАЕМЫХ К ЗАЩИТЕ ДИССЕРТАЦИЙ.

В соответствии с решением ВАК Минобразования России от 17.10.2001 журнал «Известия вузов. Ядерная энергетика» внесен в Перечень периодических научных и научно-технических изданий, выпускаемых в РФ, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора наук.

За справками и с заявками на защиту диссертаций в нашем совете обращайтесь к техническому секретарю диссертационного совета Елене Леонидовне Бажиной.

Тел. (08439) 78 416. Факс. (08439) 70 822.

E-mail: kazansky@iate.obninsk.ru;

Почтовый адрес:

249040, г. Обнинск Калужской области, Студгородок 1,
Обнинский институт атомной энергетики. Диссертационный совет.

ABSTRACTS OF THE PAPERS**УДК 621.311.25: 621.039.58**

Systematization of Probabilistic Analysis of NPP Fire Safety Problems \ I.B. Kuzmina, N.L. Salnikov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 6 pages, 2 illustrations. – References, 5 titles.

Matrix model of Probabilistic Analysis of NPP Fire Safety (PAFS) is suggested. Such presentation of PAFS researching provides comfortable and visible understanding of PAFS volume and probabilistic values. Different blocks of matrix are the complexes of the problems. Particularities of PAFS performance are considered, and also listing of general problems with their interfaces is formed.

УДК 621.039.51: 539.1.074

Determination low multiplying subcritical states by Rossi- α technique \ V.V. Doulin, I.P. Matveenko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 9 pages, 4 tables, 4 illustrations. – References, 7 titles.

The method of obtaining the spatial corrections at measurement of low multiplying subcritical states by Rossi- α technique was applied. For that solution of inhomogeneous equation adjoint with respect to detector count rate is used.

The experiment on determination of value of low multiplying subcriticality of media (3 kg ^{239}Pu (95%)) was carried out. A new installation for registration Rossi- α distribution was developed that has essentially improved accuracy of measurements.

The measurement results were analysed with using this new method and traditional method for calculation of spatial corrections using solution of homogeneous relative asymptotic power equation.

УДК 621.039.5: 621.039.547.5

Physical characteristics of the light-water reactor with ultra-long life of thorium-based fuel \ G.G. Koulikov, A.N. Shmelev, E.F. Kryuchkov, G.V. Tikhomirov, M.Yu. Ternovykh, V.A. Apse, M. Saito, V.V. Artisyuk; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 11 pages, 4 tables, 1 illustration. – References, 11 titles.

Physical characteristics of the light-water reactor loaded with (Th-Pa-U)-fuel are analysed. It is demonstrated that introduction of ^{231}Pa into Th-based fuel composition opens a possibility of principle to reach ultra-long life-time of fuel due to stabilization of its multiplying properties during the reactor operation.

УДК 621.039.53: 621.039.526

Analysis of Applicability of the Gallium and its Alloys for Cooling of LMFR \ V.S. Okunev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 10 pages, 2 tables, 3 illustrations. – References, 14 titles.

The possibilities of applicability of the gallium and Na-Ga-Pb-alloys (with different concentrations of the components) as a coolant of the LMFR are researched by the base of analysis of the physical and chemical properties, problem of compatibility with construction materials, inherent safety.

УДК 539.1.01.07: 621.039.516

Simulation of Spent Fuel Burnup Determination System \ S.G. Oleynik, V.A. Boltenkov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetica" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 14 pages, 2 tables, 7 illustrations. – References, 8 titles.

A structural chart of the system for spent fuel burnup control in real time is proposed. The formation of intensity field of gamma-radiation from monitored fuel assembly in an optional point of

detector location has been simulated. FA areas controlled by one gamma-detector are identified. This article can be used as basis for selecting an optimal configuration of gamma-detectors, when various technological tasks associated with spent fuel burnup estimation need to be solved.

УДК 621.039.5: 621.311.25

Regulation of PWR Type Nuclear Power Plants by Changing Productivity of Primary Coolant Pumps | Ali Basharat, I.I. Locshakov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 8 pages, 6 illustrations. – References, 14 titles.

The regulation of nuclear power plants with pressurized water reactors (PWR) type, based on the coordinated change of coolant flow rate through the first loop (CFRFL) during change of reactor power is considered. It is suggested to change CFRFL by changing frequency of the electric supply to primary coolant pumps (PCP). It has been shown, that the change of productivity of PCP essentially reduces the variations of reactor parameters from their nominal values during regulation of PWR type nuclear power plants, and lowers the power consumption by PCP at decreasing the power of the energy unit. The realization of such method of change of CFRFL essentially will increase the service life of the equipment by reducing the thermo-cyclic stresses in metallic structures. It has been shown, that such way of regulation by changing productivity of PCP provides the most favorable conditions of operation for the equipment of first and second loops, in comparison with the constant CFRFL or with the switching-off PCP to change CFRFL.

УДК 371: 658

Concept of Realization Integrated Multimedia Distance Educating System SYDNEY in Industry | N.D. Khatkov, U.A. Pavlichenko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 6 pages, 3 illustrations. – References, 4 titles.

Constant support determined professional level of specialists of enterprise particularly it is important on that dangerous production, where high requirements to the level of forming a personnel, where one unwary mistake because of incompetence can bring about disastrous consequences, where must be brought up careful attitude to the surround ambience. It can be marketed to the account of using the remote educational technologies. Particularity of using the similar technologies on the enterprise is a minimum participation of teacher in the scholastic process and maximum personalization of educating courses to the account of broad using the multimedia facilities. One of the possible variants of remote educating system choice for the enterprise can become multimedia system choice as with educating a real-time through the network internet, so and without its participation's in the real scholastic process. The Most-favored in conditions of acting enterprise turns out to be an using the educating systems, in which network internet is used for the support of process of educating only, but methodical material is located in local network of enterprise or on the separate computer. On the example several system desk sides Sydney, which possesses not only similar characteristics, as well as facilities, revealing individual particularities, presented advantages and similar system possibilities in conditions of acting enterprise.

УДК 615.849.2: 616.4

Physical Background of the Radionuclide Diagnostics and Therapy | E.S. Matusevich, R.A. Roziev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 11 pages, 1 table, 2 illustrations. – References, 10 titles.

In order to provide the radioiodine therapy, which is the most effective method of such thyroid sickness treatment as the thyrotoxicosis and thyroid cancer, the following was considered. The methods of the normalization of the diagnostic and therapeutic activity of ^{131}I . The mathematical model, which describes the ^{131}I activity in the thyroid. The method of the dosimetric planning of the radioiodine procedures. The software for estimation the population irradiation doses from the patients, which have passed the radioiodine therapy course. The experimental facility for the determi-

nation of the absorbed dose in the thyroid. The thyroid dose coefficient calculations for the ^{131}I , ^{132}I and ^{133}I . The proposed models and methods are based on the data obtained during the analysis of the case histories of about 400 patients, which have passed the radioiodine therapy course.

УДК 519.7: 621.039.643

Automodelling solutions of two-temperature magnetohydrodynamics equations | P.P. Volosevich, E.I. Levanov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 10 pages. – References, 20 titles.

The equations of two-temperature magnetohydrodynamics are essential in mathematical simulation of some actual problems of plasma physics. The analysis of automodelling solutions of two-temperature magnetohydrodynamics equations including electrons thermoconductivity, electron-ion relaxation and electroconductivity is given in the article.

УДК 519.7: 621.039.51

Mathematical simulation and numerical experiment for nuclear-physics researches | V.I. Saveliev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 14 pages, 8 illustrations. – References, 12 titles.

Some aspects of creation of systems for mathematical simulation and analysis of large-scale nuclear-physics experiments are given in this work. The questions of systems solution of hardware choices, algorithms and structure of software are considered in details. There is also considered the specific example of experiment – HERA-B which permits to demonstrate the main tendencies of creation of system for mathematical simulation and analysis at the modern stage.

УДК 519.7: 539.1.03

Simulation of transition radiation for periodical and spatial distributed structures | S.J. Aplin, V.I. Saveliev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 12 pages, 8 illustrations. – References, 12 titles.

The mathematical model for description of transition radiation appearing when charged particle crosses the border of two mediums with different dielectric properties is given in the article. This model can be applied for investigation of transition radiation from moving charged particles in periodical ultra dense mediums – intranuclear arias.

НАШИ АВТОРЫ

В.А. Апсэ – к.т.н. заведующий научно-исследовательским сектором кафедры теоретической и экспериментальной физики Московского государственного инженерно-физического института (МИФИ).

В.В. Артисюк - профессор Токийского института технологии.

В.В. Дулин - окончил Обнинский институт атомной энергетики в 1999 г., инженер. Область интересов – реакторная физика.

Э.Ф. Крючков – к.т.н., доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики МИФИ.

И.Б. Кузьмина – сотрудник МАГАТЭ. Закончила МИФИ в 1985 г. Область научных интересов - вероятностный анализ безопасности атомных станций для внутренних и внешних событий, пожарная безопасность АЭС.

Г.Г. Куликов – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник кафедры теоретической и экспериментальной физики МИФИ.

И.П. Матвеенко - к.ф.-м.н., окончил МИФИ в 1969 г. Область интересов – реакторная физика.

В.С. Окунев - к.т.н., доцент Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана.

М. Саито – профессор Токийского института технологии.

Н.Л. Сальников – д.т.н., профессор, ректор Обнинского института атомной энергетики. Область научных интересов - системные вопросы безопасности АЭС.

М.Ю. Терновых - младший научный сотрудник доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики МИФИ.

Г.В. Тихомиров – к.ф.-м.н., доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики МИФИ.

А.Н. Шмелев – д.т.н., профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики МИФИ.

OUR AUTHORS

V.A. Apse - Cand. Sci. (Engineering), head of the researcher sector at the Department of Theoretical and Experimental Reactor Physics of the Moscow State Engineering Physics Institute (Technical University) (MEPhI).

V.V. Artisyuk - Professor of the Tokyo Institute of Technology.

V.V. Doulin - graduated from the Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering in 1999, engineer. Scientific interests - reactor physics.

E.F. Kryuchkov - Cand. Sci. (Engineering), associate professor of the Department of Theoretical and Experimental Reactor Physics of the MEPhI.

G.G. Koulikov – Cand. Sci. (Phys.-Math), associate professor of the Department of Theoretical and Experimental Reactor Physics of the MEPhI.

I.B. Kouzmina – collaborator of the IAEA. Graduated from the MEPhI in 1985. Scientific interests – probabilistic safety analysis of nuclear power plants for internal and external initiators; fire safety analysis for nuclear power plants.

I.P. Matveenko - Cand. Sci. (Phys. -Math.), graduated from the MEPhI in 1969. Scientific interests - reactor physics.

V.S. Okunev – Cand. Sci. (Engineering), associate professor of the Bauman Moscow State Technical University.

M. Saito – Professor of the Tokyo Institute of Technology.

N.L. Sal'nikov - Dr. Sci (Engineering), Professor, Rector of the Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering. Scientific interests - safety analysis of nuclear power plants.

A.N. Shmelev – Dr. Sci (Engineering), Professor of the of the Department of Theoretical and Experimental Reactor Physics of the MEPhI.

M.Yu. Ternovykh – junior researcher of the Department of Theoretical and Experimental Reactor Physics of the MEPhI.

G.V. Tikhomirov - Cand. Sci. (Phys.-Math), associate professor of the MEPhI.