

Гибридные системы в ядерном топливном цикле. Принципы действия и приложения

Лежнин С.И.*, Бреднихин С.А.**, Юров Д.В.***

*Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск,

**Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва,

***Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Одной из основных задач современной ядерной энергетики является проблема утилизации отходов ядерного топливного цикла. В ИЯФ СО РАН совместно с ИВРАЭ РАН ведется разработка модели подкритичной гибридной системы с плазменным нейтронным драйвером на основе открытой газодинамической ловушки для решения данной задачи. Моделирование поведения плазмы в источнике проводилось с помощью ноль-мерного кода GENESYS, учитывающего процессы захвата инжектируемых атомов в ионы и процессы кулоновского взаимодействия с теплой плазмой. Также данный код содержит модуль расчета погонной мощности нейтронной эмиссии вдоль оси ловушки с помощью метода Монте-Карло. В качестве шаблона топливного blankets был использован гомогенизованный blanket системы EFIT. Расчет нейтронно-физических характеристик проводился с помощью статического кода NMC, использующего метод прямого моделирования траекторий нейтронов. В статье представлены результаты оптимизации параметров данной системы. В частности, определена оптимальная длина зоны эмиссии источника и выявлена зависимость коэффициента умножения от толщины буферной зоны подкритичного blankets.

1. Введение

Проблема дожигания долгоживущих продуктов деления тепловых ядерных реакторов является одной из наиболее существенных для ядерной отрасли. Для ее решения возможно применение подкритичных гибридных систем. Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН совместно с Институтом безопасного развития ядерной энергетики РАН ведут разработку гибридной подкритичной системы с нейтронным драйвером на основе газодинамической открытой ловушки (ГДЛ). Преимуществами такой системы по сравнению с аналогичными системами с источниками нейтронов на основе токамака являются относительная простота конструкции, более эффективное использование термоядерных нейтронов за счет возможности изменения конфигурации магнитного поля и отсутствие проблемы деградации первой стенки системы за счет тепловой нагрузки на нее. В то же время, данная система обладает аналогичными с токамаками преимуществами перед ADS-системами (непрерывный режим работы и более высокий коэффициент умножения нейтронов в blankets).

Данная статья представляет результаты ряда численных экспериментов, направленных на определение оптимальной конфигурации элементов ги-

бридной системы, обеспечивающей максимальную энергетическую эффективность источника нейтронов и эффективность использования нейтронов источника в blankets. Также в работе будут описаны программы моделирования нейтронных процессов в blankets (NMC) и динамики плазменных параметров в газодинамической открытой ловушке (GENSYS), разработанных для решения поставленной задачи.

Принципиальная схема подкритичной гибридной системы с драйвером на основе ГДЛ приведена на рис. 1. Данная ловушка представляет собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон для удержания неравновесной двухкомпонентной плазмы [1]. Первая компонента — это столкновительная теплая плазма, удерживаемая в газодинамическом режиме. Вторая — быстрые ионы, появляющиеся за счет захвата нагретых атомарных пучков на теплой компоненте. Длина пробега быстрых ионов существенно превышает размер ловушки, поэтому быстрые ионы удерживаются как в классическом «слабостолкновительном» пробкотроне. Так как быстрые ионы движутся в бесстолкновительном режиме, а инжекция происходит под острым углом к магнитному полю (питч-угол), между пробками ловушки возникает осцилляция частиц быст-

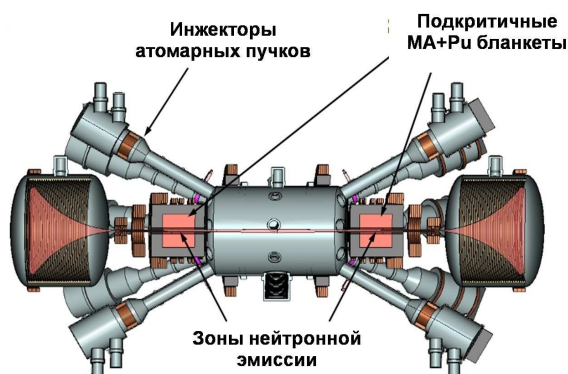


Рис. 1. Принципиальная схема гибридной системы

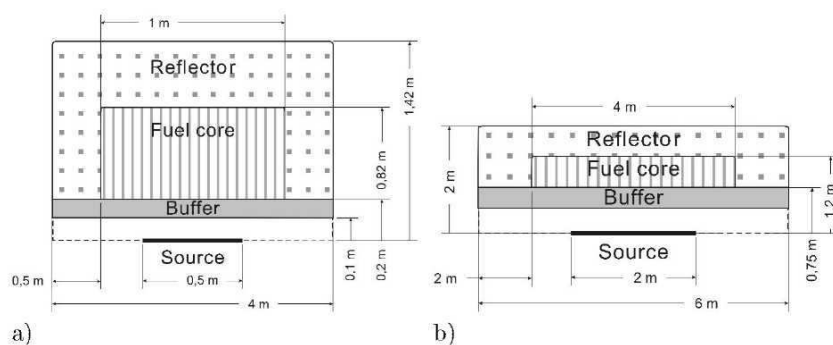


Рис. 2. Схема подкритичных бланкетов: а) исходный вариант, б) удлиненный вариант

рой популяции (вошсе-колебания) с адиабатически сохраняющимся магнитным моментом частиц. В результате данного эффекта возникают так называемые точки остановки, в которых продольная скорость движения частиц равна нулю, а их плотность максимальна. Так как эмиссия нейтронов происходит преимущественно благодаря ионам быстрой компоненты, наибольшая мощность эмиссии достигается именно в точках остановки.

Вокруг точек остановки предполагается размещение топливных бланкетов. Для проведения оптимизации в качестве первого шага было предложено использовать шаблон на основе гомогенизированного топливного бланкета системы EFIT [2] (модель бланкета представлена на рис. 2). В качестве наполнителя топливной зоны использовались нитриды минорных актинидов и плутония. В данной системе теплоноситель представляет собой свинцово-висмутовый эвтектик, а рефлектор — гомогенизованную смесь конструкционных элементов и теплоносителя. При нейтронно-физических расчетах источник был представлен струной, и предполагалось, что мощность нейтронной эмиссии неизменна вдоль оси топливной зоны. Данное упрощение спра-

ведливо при масштабах топливной сборки, малых относительно размеров всей установки.

2. Инструменты моделирования

2.1. Расчет динамики плазмы и уровня нейтронной эмиссии источника

Для расчета параметров источника нейтронов на основе ГДЛ был разработан ноль-мерный код расчета динамики плазмы GENESYS (GENeral Evaluation SYStem). Ноль-мерность кода предполагает, что времена процессов, описываемых нами, превосходят времена пространственного выравнивания температур и плотностей теплой плазмы.

Динамика горячей компоненты в GENESYS описывается уравнением Фоккера–Планка с рассмотрением отдельной функции распределения для частиц дейтерия и трития. Параметрами распределения быстрых ионов являются энергия и время. Угловое распределение считается комбинацией гауссовых профилей с переменной во времени амплитудой (количество частиц $N(t, E)$) и угловой шириной (разброс питч-углов $\Delta\theta(t, E)$) с условием зануления амплитуды на границах конуса потерь. Предполагается, что при инъекции в плазму попа-

дают моноэнергетичные атомы с малым угловым разбросом по питч-углам.

При расчете параметров теплой плазмы учитываются процессы энергообмена с горячей плазмой за счет кулоновских столкновений, продольные потери частиц и энергии в бесстолкновительном режиме течения через пробку и поддув холодного газа в камеру для поддержания уровня плотности теплой плазмы. Для достижения большей точности вычислений в модели предусмотрено разделение объема плазмы на периферийную и центральную области, последняя из которых совпадает с областью движения быстрых частиц между точками остановки. Данное разделение позволяет моделировать вытеснение ионов теплой компоненты из центра ловушки при высокой плотности быстрых частиц. Учет данного эффекта необходим при моделировании сжатия поперечного распределения плотности быстрых ионов.

Также код GENESYS оснащен дополнительным модулем расчета погонной нейтронной эмиссии. Данный расчет предполагает бесстолкновительность движения быстрых частиц вдоль оси ловушки (т.е. данный блок кода является статическим, а времена рассматриваемых процессов существенно меньше времен изменения функции распределения за счет кулоновских взаимодействий). Результатом проводимых вычислений является мощность нейтронной эмиссии в заданной точке вдоль оси. Моделирование проводится с помощью метода Монте-Карло. В качестве верификации разработанного кода было проведено сравнение результатов его работы с данными, полученными на ряде экспериментов ГДЛ, и приведенных в работах [4,6]. В частности, на рис. 3 приведены результаты расчета мощности нейтронной эмиссии в эксперименте с D-D смесью. Как видно из приведенного графика, результаты кода демонстрируют удовлетворительную сходимость с экспериментальными данными. Также соответствие расчета и эксперимента было продемонстрировано для энергетического и углового распределения быстрых частиц, а также электронной температуры.

2.2. Моделирование переноса нейтронов

Нейтронно-физические процессы в бланкете подкритичной системы моделировались с помощью кода NMC. Одним из основных преимуществ данного кода является его реализация в рамках объектно-ориентированного подхода, которая позволила создать код в виде совокупности объектов, выполняющих различные этапы моделирования, имеющих унифицированный интерфейс и взаимозаменяемых в рамках собственной функциональности. В

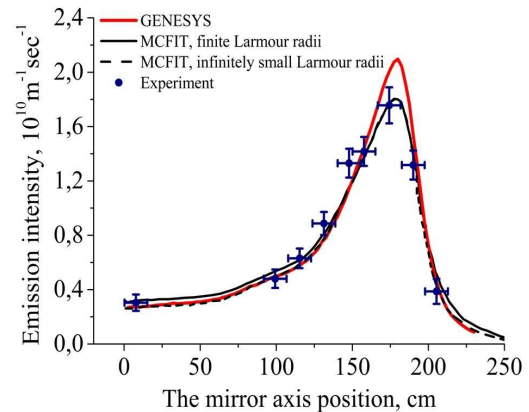


Рис. 3. Интенсивность нейтронной эмиссии в зависимости от координаты вдоль оси ловушки

коде реализована возможность расширения функциональности пользователем путем внедрения собственных программных объектов.

NMC является статическим кодом, использующим метод Монте-Карло для расчета нейтронных параметров рассматриваемой системы. Таким образом, распределение нейтронного поля заданной системы определяется с помощью решения уравнения переноса прямым моделированием траекторий частиц. Для расчета было использовано групповое приближение. Подготовка групповых сечений велась с помощью процессингового кода PREPRO. Исходные данные были взяты из библиотеки оцененных нейтронных данных ENDF/B-VII. Работа кода была верифицирована на ряде тестовых сборок библиотеки критических экспериментов [5]. Результаты верификации приведены на рис. 4. Как видно из графика результаты находятся в приемлемом согласии с результатами других расчетов и экспериментальными данными дляборок с быстрым спектром.

3. Результаты оптимизации и их обсуждение

3.1. Максимизация интегральной нейтронной эмиссии источника

Оптимизация параметров зоны эмиссии проводилась для одного из последних опубликованных вариантов прототипа нейтронного источника [6].

Оптимизация мощности нейтронной эмиссии предполагала изменение профиля магнитного поля источника при сохранении неизменными остальных входных параметров. Значение магнитного поля в пробке было фиксировано, а длина области со значением магнитного поля, близкого к значению в точке остановки, варьировалась. Стоит отметить,

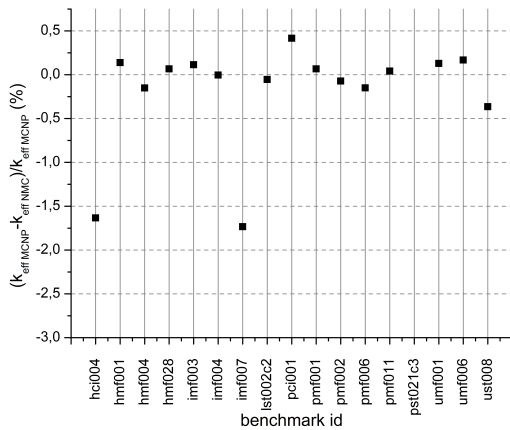


Рис. 4. Результаты верификации кода NMC

что представленная конфигурация магнитного поля отличается от конфигурации, которую необходимо создавать магнитной системой в экспериментальной установке, так как в модели GENESYS не учитываются влияние быстрых частиц на профиль магнитного поля и требование параксиальности поля. При оптимизации зоны эмиссии были рассмотрены две существенно отличные друг от друга версии данного источника, условно обозначаемые как «оптимистичная» и «пессимистичная». Оптимистичная версия предполагает наличие эффекта поперечного пинчевания плотности быстрых частиц. В пессимистичном же случае распределение плотности быстрых частиц и фоновой плазмы совпадали.

В результате проведенной работы была рассчитана зависимость мощности нейтронной эмиссии от длины тестовой зоны для оптимистичного и пессимистичного вариантов работы нейтронного источника в случаях с одно- и двухзонной конфигурациями. Результаты расчетов приведены на рис. 5. Отметим два существенных момента, следующих из проведенных расчетов.

Во-первых, поперечное пинчевание быстрых частиц приводит к повышению уровня нейтронной эмиссии в тестовой зоне приблизительно в 2 раза. Данный эффект является прямым следствием повышения плотности быстрых ионов и уменьшения области их движения. При заданной напряженности магнитного поля мы можем пренебречь эффектом конечных ларморовских радиусов быстрых частиц, неучитываемым в модели GENESYS. Другим важным эффектом является появление оптимума по длине эмиссионной зоны. Данный эффект объясняется тем, что высокая плотность быстрых частиц приводит к повышению концентрации электронов в центральной части ловушки и соответствующе-

Таблица 1. Пример таблицы (Результаты сравнения для бланкетов, представленных на рис. 2)

Параметр	Случай А	Случай В
H	0 см	10 см
$k_{eff}(MCNP)$	0,950	0,958
$k_{eff}(NMC)$	0,953	0,961
$M_s(MCNP)$	34,75	44,38
$M_s(NMC)$	37,1	51,3

му усилению электронного дрэгга. В то же время, снижение плотности быстрых частиц при удлинении зоны эмиссии приводит к уменьшению количества термоядерных взаимодействий. В результате конкуренции двух описанных процессов возникает оптимум мощности нейтронного потока при определенном значении длины зоны эмиссии.

3.2. Влияние толщины буфера на мультипликативность реактора

С помощью кода NMC был проведен расчет коэффициента умножения и коэффициента критичности для топливного бланкета описанного в пункте 1.1 в двух различных геометрических конфигурациях рис. 2. Основной целью расчета являлась оптимизация коэффициента умножения за счет изменения толщины буферной зоны при фиксированной критичности бланкета. Вариант, представленный на рисунке 2(а), был использован для дополнительной валидации работы кода NMC и сравнения с данными, ранее описанными в работе [7]. Результаты выполненных расчетов приведены в табл. 1, где H — толщина буфера; k_{eff} — коэффициент размножения; M_s — мультипликативность.

Для дальнейших расчетов была использована модифицированная версия бланкета, приведенная на рис. 2(б). Его использование обусловлено улучшенной экспозицией топлива по отношению к источнику нейтронов и увеличением характерной расчетной длины самого источника. Толщина буферной зоны при моделировании менялась в диапазоне от 0 до 50 см, а топливная зона конфигурировалась таким образом, чтобы при заданной толщине буфера коэффициент критичности составлял $k_{eff} = 0,95$. Результаты расчета коэффициента умножения при фиксированной критичности приведены на рис. 6. Из данного рисунка видно, что увеличение толщины буферной зоны ведет к снижению коэффициента умножения. Данный эффект обусловлен переводом нейтронов в буфере в более низкую энергетическую область (~ 1 МэВ) за счет реакций ($n, 2n$) в свинце. Это вызывает рост отношения сечения захвата к сечению деления в минор-

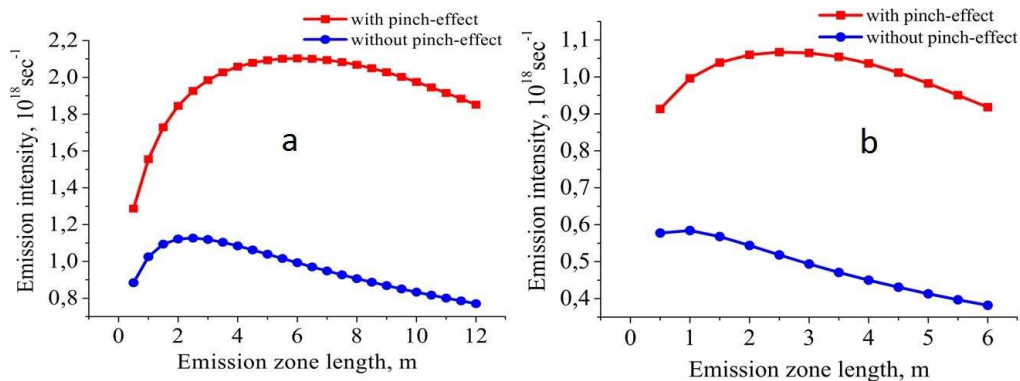


Рис. 5. Интенсивность эмиссии для источника однозонной конфигурации (а) и источника с центральносимметричным магнитным полем (б)

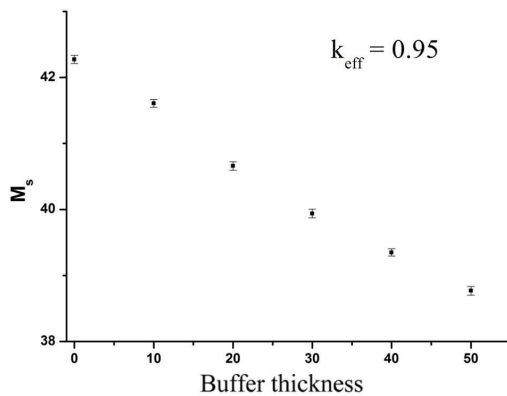


Рис. 6. Зависимость мультипликативности от толщины буфера

ных актинидах и соответствующее снижение коэффициента умножения.

4. Заключение

В результате проделанной работы был определен уровень нейтронной эмиссии для конфигурации нейтронного источника на основе ГДП, параметры которого можно считать близкими к предельным. Мощность нейтронной эмиссии имеет пологий максимум по длине излучающей зоны, обусловленный конкуренцией процессов электронного дрега и изменением плотности быстрых частиц. К примеру, при оптимистичном сценарии работы источника двухзонной конфигурации максимальная мощность достигается при длине эмиссионной зоны 2–3 метра и составляет $1,14 \cdot 10^{18}$. В случае пессимистичного сценария максимум наблюдается в областях малых длин зоны, так как критическое значение плотности достигается только при существенном уменьшении длины области движения быстрых частиц. Помимо этого, была рассчитана зависимость интегральных коэффициентов подкритич-

ного blankets гибридной системы от толщины буферной зоны, состоящей из свинцово-висмутного эвтектика, при облучении данной сборки нейтронами с энергией 14,1 МэВ. В результате расчета было установлено, что максимальное значение коэффициента умножения достигается при удалении буферной зоны из топливного blankets.

Список литературы

- [1] Bagryansky P.A. et al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source Fusion Engineering and design, 2004, vol. 70, p. 13–33.
- [2] Aliberti G., Palmiotti G., Salvatores M., Stenberg C.G. Impact of Nuclear Data Uncertainties on Transmutation of Actinides in Accelerator-Driven Assemblies Nuclear Science and Engineering, 2004, 146, p. 13–50.
- [3] Anikeev A.V. et al. Fast ion relaxation and confinement in the gas dynamic trap Nuclear Fusion, 2000, vol. 40, p. 753–765.
- [4] Maximov V.V. et al. Spatial profiles of fusion product flux in the gas dynamic trap with deuterium neutral beam injection Nuclear Fusion, 2004, vol. 44, p. 542–547.
- [5] International handbook of evaluated criticality safety benchmark experiments, NEANSCDOC9503, OECD, September 2008 edition.
- [6] Anikeev A.V., Dagan R., Fischer U. Numerical model of the fusion-fission hybrid system based on gas dynamic trap for transmutation of radioactive wastes Transactions of fusion science and technology, 2011, vol. 59, p. 162–165.
- [7] Noack K., Rogov A., Anikeev A.V., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., Tsidulko Yu.A. The GDT-based fusion neutron source as driver of a minor actinides burner Annals of Nuclear Energy, 2008, 35, p. 1216–1222.