

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Материалы сессии ИТЭР. Гархинг (ФРГ), 17 июля—1 августа 1987 г.
2. Sze D., Clemmer R., Cheng E. Li—Pb a novel material for fusion application. — In: Proc. 4 ANS Topical Meeting On Technology of Controlled Nuclear Fusion, 14—17 October 1980.
3. Wu C., Blair A. A study of the interaction of tritium with liquid $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. — In: 12 SOFT, Julich, EUR-7983, 1982, p. 699—704.
4. Katsuta H., Iwamoto H., Ohna H. Hydrogen solubility in liquid $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. — In: JCFRM-1, Tokyo (Japan), Desember 1984, p. 699.
5. Gardner R., Nichina M. Kinetics of the reactions of hydrogen, nitrogen and hydrogen/nitrogen mixtures. — J. Phys. Chem., 1981, v. 85, p. 2388—2392.
6. Polcaro A., Ricci P., Viola A. The kinetics of hydrogen absorption in molten Pb/Li Alloy. — J. Nucl. Mater., 1983, v. 119, p. 291—295.
7. Tebus V., Sokursky S., Lukashin S. e.a. Influence of irradiation on structure and properties of lithium-lead eutectic as a possible material for ITER reactor blanket. — Fus. Engng Des., 1991, v. 17, p. 243—248.
8. Hoffman N., Murray K., Blink J. e.a. Polonium aspects associated with the use of lead-lithium blankets in fusion application. — Fus. Technol., 1985, v. 8, № 1, pt. 2B, p. 1376—1384.
9. Coen V., Dadd A., Kolbe H., Orecchia L. Chemical reactivity of $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ with nitrogen and oxygen and its compatibility with AISI 316L under known partial pressure of theses gases. — In: Proc. 3 Intern. Conf. on Liquid Metal Engineering and Technology. Oxford, 9—13 Apr. 1984, v. 1, p. 347—254.
10. Грязнов Г.М., Евтихин В.А., Завяльский Л.П. и др. Сравнительное исследование коррозионной стойкости аустенитной стали в литии и сплаве свинец—литий эвтектического состава. — Атомная энергия, 1985, т. 59, вып. 5, с. 355—358.
11. Зимиин С. Некоторые нейтронно-физические параметры материалов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1985, вып. 3, с. 35—37.
12. Casini G. The impact of new experimental data on the design of $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ /water breeding blanket. — In: Intern. Symp. on Fusion Nucl. Technology, Tokyo, 10—15 Apr., 1988, p. 1—23.
13. Ihle H., Wu C. Experimental determination of the partial pressures of D_2 , LiD and Li_2D in equilibrium with dilute solutions of deuterium in liquid lithium. — In: Proc. 8 Symp. on Fusion Technology, 1974, p. 787—789.
14. Петров Б.В., Романов П.В. Концепция оптимизированного бланкета ИТЭР с эвтектикой. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1990, вып. 2, с. 22—26.
15. Fauvet P., Sannier J. Hydrogen behaviour in liquid $17\text{Li}_{83}\text{Pb}$ alloy. — J. Nucl. Mater., 1988, v. 155—157, p. 516—519.
16. Shibuya Y., Aida M., Fudjii Y., Okamoto M. Isothermal release of tritium from neutron-irradiated $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. — Ibid., 1987, v. 150, p. 286—291.
17. Okamoto M., Shibuya Y., Aida M., Fudjii Y. Tritium recovery from neutron irradiated Li—Be alloys. — Fus. Engng Des., 1989, v. 8, p. 345—348.

Поступила в Редакцию 10.07.96

УДК 621.039.7

УМНОЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ВНЕШНЕГО ИСТОЧНИКА В КАСКАДНЫХ ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С ОДНОСТОРОННЕЙ НЕЙТРОННОЙ СВЯЗЬЮ

Селиверстов В.В.

(РНЦ «Институт теоретической и экспериментальной физики»)

В настоящее время широко дискутируется возможность применения подкритических реакторов с внешним источником для сжигания отходов АЭС. В качестве внешнего источника предлагается применение нейтронов реакции срыва, образующихся при бомбардировке тяжелых ядер пучком высокоэнергетичных (~ 1 ГэВ) протонов из линейного ускорителя. Тепловая мощность подкритического реактора и, следовательно, потенциал по сжиганию отходов зависят, в первую очередь, от тока протонов и умножения нейтронов источника в системе. Умножение нейтронов определяется, главным образом, подкритичностью реактора, его внутренними свойствами и компоновкой. Для традиционной компоновки, состоящей из однозонного реактора и неразмножающей мишени,

и при эффективном коэффициенте размножения нейтронов $\sim 0,95$, рассматриваемом как верхний предел критичности, исключающей возможность реактивных аварий, умножение нейтронов источника в системе находится на уровне $\sim 10\text{--}17$. При таком умножении для получения представляющей практический интерес тепловой мощности системы ~ 2000 МВт необходимый ток протонов составляет ~ 100 мА, что требует применения линейных ускорителей. Желание снизить необходимый ток протонов при сохранении безопасности системы инициировало исследования по существенному повышению умножения системы при сохранении заданной подкритичности. В частности, предлагается так называемая каскадная схема (или система связанных бланкетов) [1, 2], в которой мишень является по существу небольшим быстрым подкритическим реактором, а бланкет представляет собой тепловой подкритический реактор с малой утечкой нейтронов. При этом предусматривается односторонняя нейтронная связь, при которой нейтроны деления бланкета не инициируют делений в мишени. В некоторых работах утверждается, что применение таких систем позволит увеличить умножение нейтронов более чем в 10 раз при сохранении заданной подкритичности и, следовательно, безопасности. Это даст возможность перейти от линейных ускорителей к циклотронам или даже электронным ускорителям, что существенно упростит конструкцию установки в целом и снизит ее стоимость. По мнению автора, подобные утверждения являются излишне оптимистичными. При разумных параметрах подкритического состояния и мощности выигрыш каскадных компоновок в умножении нейтронов источника будет незначительным, не позволит отказаться от применения протонных ускорителей и вряд ли компенсирует неизбежное усложнение конструкции и эксплуатации подкритического реактора.

В настоящей работе предлагается методика и основные результаты по оценке возможного умножения в каскадных системах в сравнении с традиционными компоновками, использующими неразмножающие мишени. Методика основана на введении понятия ценности нейтрона источника и применении предлагаемого для расчета каскадных систем метода связанных зон.

Ценность нейтрона источника. Распределение потока нейтронов в подкритической системе мишень—бланкет определяется решением задачи с источником

$$MF(r) = -M_1 F(r) - q(r), \quad r \in V; \quad F(S) = 0, \quad (1)$$

где M — матрица, описывающая процессы переноса, поглощения и переводов; M_1 — матрица источников нейтронов деления; $q(r)$ — распределение внешнего источника нейтронов (распределение нейтронов реакции срыва в случае систем, питаемых ускорителем); V — объем системы; S — внешняя экстраполированная поверхность системы.

Полная нейтронная мощность источника $Q_0 = \int_V q(r) dr$. Полное число нейтронов деления в бланкете $Q = \int_V M_1 F(r) dr$. Коэффициент умножения бланкетом нейтронов внешнего источника определяется как

$$\mu = \frac{Q}{Q_0} = \frac{\int_V M_1 F(r) dr}{\int_V q(r) dr}.$$

Пусть $F_0(r)$ — решение соответствующей задачи без источника $MF_0(r) = -1/k_{эф} M_1 F_0(r)$ с нормировкой

$$Q_0 = \frac{1 - k_{эф}}{k_{эф}} \int_V M_1 F_0(r) dr.$$

Тогда $F_0(r)$ будет также решением задачи с источником

$$MF_0(r) = -M_1 F_0(r) - q_0(r) \quad (2)$$

при источнике

$$q_0(r) = \frac{1 - k_{эф}}{k_{эф}} M_1 F_0(r). \quad (3)$$

Коэффициент умножения бланкетом нейтронов источника (3) очевидно составляет

$$\mu_0 = \frac{\int_v M_1 F_0(r) dr}{\int_v q_0(r) dr} = \frac{k_{эф}}{1 - k_{эф}}.$$

Определим $q_0(r)$ как реперный внешний источник, μ_0 как коэффициент умножения нейтронов реперного источника.

Вычитая выражение (2) из уравнения (1), после простой вариационной процедуры получим

$$\mu = \frac{k_{эф}}{1 - k_{эф}} \frac{\int_v q(r) \psi(r) dr}{\int_v q_0(r) \psi(r) dr}, \quad (4)$$

где функция $\psi(r)$ является решением уравнения $M^+ \psi(r) = -M_1^+ \psi(r) - M_1^+$; $\psi(S) = 0$. Выразим уравнение (4) в виде $\mu = \omega [k_{эф} / (1 - k_{эф})]$ и определим ω как ценность нейтрона источника

$$\omega = \frac{\int_v q(r) \psi(r) dr}{\int_v q_0(r) \psi(r) dr}. \quad (5)$$

Ценность нейтрона источника представляет собой отношение размножающих потенциалов системы с реальным и реперным источником и связывает решения задач с источником и без источника. Этот параметр может рассматриваться как число нейтронов реперного источника, эквивалентное одному нейтрону реального источника, т.е. представляет собой ценность реального нейтрона в единицах реперного нейтрона. Чем выше ценность нейтрона источника, тем эффективнее система по отношению к умножению нейтронов источника. Именно этот параметр должен рассматриваться как оптимизируемый функционал системы и служить критерием сравнения систем с разной подкритичностью.

При проведении анализа и оптимизации подкритических систем удобно представить внешний источник в уравнении (5) как распределение нейтронов деления первого поколения, инициируемых внешними нейтронами, а распределение нейтронов первого поколения определять непосредственно из решения простой задачи распределения внешних нейтронов в системе.

Пусть $q_1(r)$ — распределение в топливной зоне бланкета нейтронов первого поколения. Тогда ценность нейтрона источника (5) запишется как

$$\omega = P_f \left(w + \frac{1 - k_{эф}}{k_{эф}} \right), \quad (6)$$

где вероятность нейтрону источника инициировать нейтрон деления первого поколения $P_f = \int_v q_1(r) dr / \int_v q(r) dr$ и ценность нейтронов первого поколения

$$w = \frac{\int_V q_1(r) \psi(r) dr}{\int_V q_1(r) dr} \frac{\int_V q_0(r) dr}{\int_V q_0(r) \psi(r) dr}. \quad (7)$$

Для приближенных оценок в уравнении (7) функция ценности для задачи с источником может быть заменена соответствующей функцией ценности или даже распределением потока в задаче без источника. По опыту автора в системах с малой подкритичностью и однородной топливной зоной такая замена приводит к погрешности не более 5%.

Используя соотношение (6), достаточно просто показать, что в традиционных компоновках с применением легких свинцовых мишеней и при разумной неравномерности энерговыделения возможно достижение ценности нейтрона источника $\omega \sim 1$.

Метод связанных зон для решения задачи без источника в каскадных системах с односторонней связью. Решение критической задачи для каскадной системы с односторонней связью традиционными методами затруднено плохой сходимостью. Кроме этого, при полностью оборванной обратной связи система может вообще не иметь стационарного состояния. Для преодоления расчетных сложностей предлагается метод связанных зон, который позволяет получить точное решение задачи без источника и задачи с источником во всем возможном диапазоне связей. В отличие от широко известного метода связанных бланкетов [3] в предлагаемом методе система рассматривается и рассчитывается как единое целое, т.е. как единый подкритический бланкет с двумя топливными зонами.

Система с размножающей мишенью и тепловым бланкетом как единое целое в задаче без источника описывается уравнением

$$MF(r) = 1/k_{\text{эф}} M_1 F(r), \quad r \in V, \quad (8)$$

где V — объем системы мишень—бланкет.

Запишем уравнение (8) как

$$MF(r) = -1/k_{\text{эф}} L_1 F(r) - 1/k_{\text{эф}} L_2 F(r), \quad (9)$$

где

$$L_1(r) = \begin{cases} M_1(r), & r \in V_1; \\ 0, & r \notin V_1, \end{cases}$$

$$L_2(r) = \begin{cases} M_1(r), & r \in V_2; \\ 0, & r \notin V_2, \end{cases}$$

V_1, V_2 — объем топливной зоны мишени и бланкета соответственно.

Предположим далее, что система может иметь бесконечное множество стационарных состояний, характеризующихся наличием одновременно двух собственных чисел, отдельно для мишени и бланкета, и подчиняющихся уравнению

$$MF(r) = -1/k_{\text{эф}}^1 L_1 F(r) - 1/k_{\text{эф}}^2 L_2 F(r). \quad (10)$$

Очевидно, что в случае $k_{\text{эф}}^1 = k_{\text{эф}}^2$ решение уравнения (10) является решением уравнения (9), т.е. $k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}}^1 = k_{\text{эф}}^2$. Если в уравнении (10) одно из собственных чисел зафиксировано, то определение другого собственного числа традиционными методами является тривиальной задачей, не вызывающей каких-либо трудностей со сходимостью и временем счета.

Таким образом, если удастся выразить решение состояния с одинаковыми собственными числами как функцию некоторого произвольного состояния с различными собственными числами, то итерационный процесс нахождения точного решения будет являться простой процедурой. Такая функция может быть определена следующим образом.

Предположим, что точное решение уравнения (9) $F_0(r)$ известно:

$$MF_0(r) = -1/k_{эф} L_1 F_0(r) - 1/k_{эф} L_2 F_0(r). \quad (11)$$

Введем понятия: k_1, k_2 — эффективный коэффициент размножения мишени и бланкета соответственно, определяемые решением уравнений

$$MF_1(r) = -1/k_1 L_1 F_1(r), \quad r \in V;$$

$$MF_2(r) = -1/k_2 L_2 F_2(r), \quad r \in V;$$

$$F_1(S) = F_2(S) = 0.$$

Выразим решение критической системы (11) как решение для подкритического бланкета с внешним источником:

$$MF_0(r) = -L_2^* F_0(r) - q_1(r), \quad (12)$$

где

$$L_2^* = 1/k_{эф} L_2; \quad q_1(r) = 1/k_{эф} L_1 F_0(r).$$

Соответствующая уравнению (12) задача без источника запишется как $MF(r) = -(k_{эф}/k_2) L_2^* F(r)$. Применяя введенное ранее понятие ценности нейтрона источника для нейтронов деления в мишени, запишем соотношение нейтронных мощностей мишени и бланкета как

$$Q_2 = Q_1 \omega_{12} \frac{k_2/k_{эф}}{1 - k_2/k_{эф}}, \quad (13)$$

где ω_{12} — ценность нейтрона деления, рожденного в размножающей мишени, по отношению к бланкету. Эта величина может рассматриваться как коэффициент связи мишень—бланкет.

Проведя аналогичную процедуру для подкритической размножающей мишени с внешним источником, получим

$$Q_1 = Q_2 \omega_{21} \frac{k_1/k_{эф}}{1 - k_1/k_{эф}}, \quad (14)$$

где ω_{21} — ценность нейтрона деления, рожденного в бланкете, по отношению к мишени. Эта величина может рассматриваться как коэффициент связи бланкет—мишень.

С учетом выражений (13), (14) эффективный коэффициент размножения всей системы

$$k_{эф} = \frac{(k_1 + k_2) + \sqrt{(k_1 - k_2)^2 + 4\omega_{12}\omega_{21}k_1k_2}}{2}. \quad (15)$$

В частном случае, когда $k_1 = k_2 = k$,

$$k_{эф} = k(1 + \sqrt{\omega_{12}\omega_{21}}). \quad (16)$$

Используя соотношения (13), (14), можно получить коэффициенты связи любого произвольного состояния системы (10):

$$\omega_{12} = \frac{Q_2}{Q_1} \frac{1 - k_2/k_{эф}^2}{k_2/k_{эф}^2}; \quad \omega_{21} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{1 - k_1/k_{эф}^2}{k_1/k_{эф}^2}$$

и определить $k_{эф}$ всей системы из соотношения (15).

Таким образом, задача без источника (8) выражена как функция решения некоторого произвольного состояния системы (10), характеризующейся разными коэффициентами размножения отдельно для мишени и бланкета. Разумеется, получение точ-

ного решения требует итерационной процедуры, однако вследствие относительной нечувствительности коэффициентов связи к $k_{эф}^1$, $k_{эф}^2$ для этого достаточно относительно небольшого числа (обычно 3—4) итераций.

Следует отметить, что соотношение (16) выражает физический смысл необходимости установления односторонней связи, т.е. $\omega_{21} \rightarrow 0$. Чем меньше $\omega_{12}\omega_{21}$, тем ближе коэффициенты размножения мишени и бланкета к критичности всей системы и соответственно тем выше размножение в мишени и бланкете нейтронов источника. Однако при этом величина ω_{12} не должна заметно снижаться, иначе размножение нейтронов мишени в бланкете недопустимо уменьшится.

Метод связанных зон для решения задачи с источником в каскадных системах с односторонней связью. Выразим уравнение (1) в виде

$$MF(r) = -L_1F(r) - L_2F(r) - q(r). \quad (17)$$

Поступая аналогично случаю задачи без источника и рассматривая мишень (бланкет) как подкритическую систему с двумя внешними источниками, для соотношения нейтронных мощностей источника, мишени и бланкета можно записать

$$Q_1 = Q_0\omega_{01} \frac{k_1}{1-k_1} + Q_2\omega_{21} \frac{k_1}{1-k_1}; \quad (18)$$

$$Q_2 = Q_0\omega_{02} \frac{k_2}{1-k_2} + Q_1\omega_{12} \frac{k_2}{1-k_2}, \quad (19)$$

где ω_{01} , ω_{02} — ценность нейтрона внешнего источника без учета взаимного размножения для мишени и бланкета соответственно. При определении, например, $\omega_{02} \nu_f$ для мишени принимается равным нулю.

Допустим, что система с источником может иметь бесконечное множество стационарных состояний. Каждое такое состояние i характеризуется некоторым набором нейтронных мощностей $\{Q_0, Q_1^i, Q_2^i\}$ и удовлетворяет уравнению

$$MF_i(r) = -\frac{1}{k_{эф1}^i} L_1F_i(r) - \frac{1}{k_{эф2}^i} L_2F_i(r) - q(r). \quad (20)$$

Очевидно, что при условии

$$k_{эф1}^i = k_{эф2}^i = 1$$

уравнения (17) и (20) тождественны и $F_i(r)$ является искомым решением задачи (1).

Для произвольного набора нейтронных мощностей $\{Q_0, Q_1^i, Q_2^i\}$ система (20) легко решается любым методом итерации источника. Соответствующие коэффициенты связи могут быть определены из уравнений (18), (19) как

$$\omega_{21}^i = \left(Q_1^i - Q_0\omega_{01} \frac{k_1/k_{эф1}^i}{1-k_1/k_{эф1}^i} \right) / \left(Q_2^i \frac{k_1/k_{эф1}^i}{1-k_1/k_{эф1}^i} \right);$$

$$\omega_{12}^i = \left(Q_2^i - Q_0\omega_{02} \frac{k_2/k_{эф2}^i}{1-k_2/k_{эф2}^i} \right) / \left(Q_1^i \frac{k_2/k_{эф2}^i}{1-k_2/k_{эф2}^i} \right).$$

Новый набор нейтронных мощностей определяется по уравнениям (18), (19). Процесс продолжается до $k_{эф1}^i = k_{эф2}^i = 1$. Как и в случае задачи без источника, вследствие относительной нечувствительности коэффициентов связи к $k_{эф1}^i$, $k_{эф2}^i$ для получения высокой точности расчета достаточно небольшого числа итераций наборов нейтронных мощностей.

С использованием уравнений (18), (19) для умножения нейтронов внешнего источника в бланкете каскадной системы можно записать

$$\mu = \frac{Q_2}{Q_0} = \omega \frac{k_{\text{эф}}}{1 - k_{\text{эф}}},$$

где ω — ценность нейтрона внешнего источника в системе с размножающей мишенью

$$\omega = \omega^1 \omega^2 \omega^3 \omega^4;$$

ω^1 — эффективное умножение нейтронов источника в мишени с учетом отличия ценности нейтронов срыва и нейтронов деления в мишени по отношению к умножению в бланкете

$$\omega^1 = 1 + \omega_{01} \frac{k_1}{1 - k_1} \frac{\omega_{12}}{\omega_{02}}; \quad (21)$$

ω^2 — прямая ценность нейтрона внешнего источника по отношению к умножению в бланкете без учета умножения в мишени

$$\omega^2 = \omega_{02}; \quad (22)$$

ω^3 — отношение потенциалов умножения бланкета и системы, обусловленное отличием коэффициентов размножения бланкета и всей системы

$$\omega^3 = \frac{k_2}{1 - k_2} / \frac{k_{\text{эф}}}{1 - k_{\text{эф}}}; \quad (23)$$

ω^4 — эффект обратной нейтронной связи

$$\omega^4 = \left(1 - \omega_{12} \omega_{21} \frac{k_1}{1 - k_1} \frac{k_2}{1 - k_2} \right)^{-1}. \quad (24)$$

Важным параметром системы является отношение нейтронных мощностей бланкета и мишени. Согласно уравнениям (18), (19) это есть

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{k_2}{1 - k_2} \frac{1 - k_1}{k_1} \frac{\omega_{02} + \omega_{01} [k_1 / (1 - k_1)] \omega_{12}}{\omega_{01} + \omega_{02} [k_2 / (1 - k_2)] \omega_{21}}.$$

Анализ репрезентативных каскадных систем. На основе метода связанных зон была разработана программа BNAWAT, представляющая собой малогрупповой (до 6 групп) двухмерный (r , z -геометрия) гомогенный диффузионный расчет систем с размножающей мишенью. Метод связанных зон справедлив во всем диапазоне обратной связи, от полностью оборванной до гипотетической двухзонной композиции, полученной произвольным делением активной зоны некоторой однозонной компоновки. Последнее обстоятельство использовалось для тестирования метода и программы путем расчета некоторых подобным образом интерпретируемых критических реперных задач. Для тестирования задач с источником в критическую задачу вводился реперный источник, что должно было приводить к реперному умножению. Результаты расчета по BNAWAT некоторых критических реперных задач [4, 5] показали высокую точность метода связанных зон при решении задач как с источником, так и без него. Расхождение результатов не превышало порядка используемых критериев сходимости.

Для анализа была выбрана репрезентативная жидкосоловая система (см. рисунок). Рассматривались две опции размножающей мишени: непороговая, состоящая из 20%-ного охлаждаемого свинцом обогащенного диоксида урана, и пороговая из $^{237}\text{NpO}_2$, также охлаждаемого свинцом. Радиус мишени 30, высота 100 см. Мишень окружена вольфрамовым отражателем толщиной 10 см. Бланкет является гомогенизированной версией жидкосоловой с графитовым замедлителем активной зоны MSBR.

Высота активной зоны 400, внешний радиус 230 см. Зона окружена 40-см верхним и нижним графитовыми отражателями, 100-см внешним радиальным отражателем и внутренним радиальным отражателем переменной толщины. Бланкет размещен в корпусе из хастеллоя толщиной 5 см. Для компоновки с толщиной внутреннего радиального отражателя 20 см и урановой мишени принимался следующий состав гомогенной зоны, $\text{см}^{-3} \cdot 10^{24}$: C $7,7 \cdot 10^{-2}$, ^7Li $1,3 \cdot 10^{-3}$, Be $5,8 \cdot 10^{-4}$, Zr 10^{-4} , F $2,8 \cdot 10^{-3}$, ^{239}Pu $6,7 \cdot 10^{-7}$, ^{240}Pu $4 \cdot 10^{-8}$, ^{241}Pu 10^{-9} .

Расчеты проводили для пяти энергетических групп. Гомогенизированные групповые сечения определяли из расчета по кинетической программе TRIFON [6]. Для нейтронов внешнего источника принималось распределение, обеспечивающее ценность нейтрона источника в мишени ~ 1 , что, по-видимому, является верхним пределом реально достижимой.

Для анализа влияния обратной связи рассмотрено несколько вариантов компоновки.

Вариант 0. Топливные зоны мишени и blankets находятся в прямом контакте. Отражателя мишени, корпуса blankets и внутреннего отражателя blankets нет.

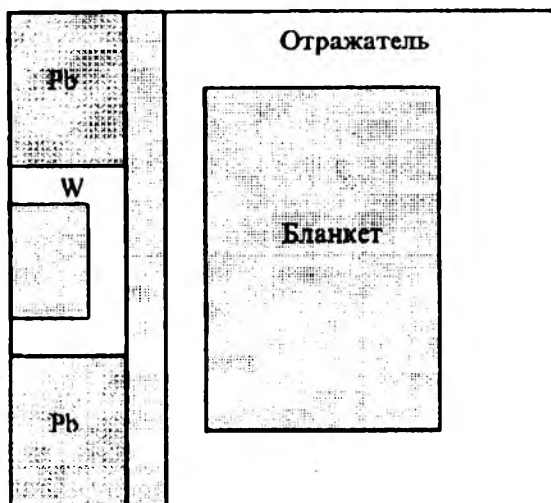
Вариант 1. К компоновке варианта 0 добавлены отражатель мишени и корпус blankets.

Варианты 2—4. К компоновке варианта 1 добавляется внутренний графитовый отражатель толщиной 10, 20 и 40 см соответственно.

Во всех вариантах концентрация делящегося материала в мишени и blankets подобрана таким образом, чтобы обеспечить равенство коэффициентов размножения мишени и blankets ($k_1 = k_2$) и сохранить коэффициент размножения всей системы равным $k_{\text{эф}} = 0,95$.

В табл. 1 приведены основные результаты расчетов задачи без источника для рассматриваемых вариантов как с пороговой, так и непороговой мишенью.

Главным достоинством пороговых мишеней считается возможность более полного разрыва обратной связи вследствие отсутствия делений в мишени тепловыми нейтронами blankets. Однако из приведенных результатов видно, что это пороговое свойство заметно проявляется только в гипотетическом варианте 0. Уже в варианте 1 в непороговой мишени почти полностью отсутствует деление тепловыми нейтронами blankets. Это объясняется как сильным поглощением тепловых нейтронов blankets в корпусе blankets и отражателе мишени, так и большим объемным отношением blankets к мишени. Следовательно, в некотором смысле в реальных компоновках обе опции мишени могут рассматриваться как пороговые и с точки зрения обрыва обратной связи нептуниевая мишень не имеет заметных преимуществ по сравнению с урановой. В то же время видно, что с точки зрения ценности нейтрона мишени по отношению к делению в blankets (коэффициент связи ω_{12}) нептуниевая мишень почти вдвое менее эффективна, чем урановая. В первую очередь это объясняется тем, что k_{∞} для NpO_2 -зоны составляет $\sim 1,2$ по сравнению с $\sim 1,5$ для UO_2 -зоны. С учетом области изменения $k_{\text{эф}}$ мишеней $\sim 0,9$ — $0,95$ это означает примерно в 2 раза меньший верхний



Расчетная схема системы мишень—blanket

Т а б л и ц а 1. Основные физические параметры в задаче без источника

Характеристика	Вариант				
	0	1	2	3	4
	Толщина внутреннего отражателя, см				
	0	0	10	20	40
Непороговая мишень					
$k_{1,2}$	0,845	0,930	0,935	0,938	0,945
ω_{12}	0,352	0,173	0,164	0,154	0,106
ω_{21}	0,0435	0,00255	0,00175	0,00106	0,000237
$1 + \sqrt{\omega_{12}\omega_{21}}$	1,124	1,021	1,016	1,0128	1,005
Q_2/Q_1	2,84	8,22	8,98	12,04	21,14
Пороговая мишень					
$k_{1,2}$	0,932	0,941	0,943	0,945	0,948
ω_{12}	0,143	0,0765	0,075	0,0685	0,0553
ω_{21}	0,00261	0,00111	0,00083	0,0004	0,00009
$1 + \sqrt{\omega_{12}\omega_{21}}$	1,019	1,0092	1,0079	1,0053	1,0021
Q_2/Q_1	7,40	8,28	9,52	13,02	25,3

предел утечки нейтронов из нептуниевой мишени по сравнению с урановой. Это приводит к существенно меньшей вероятности нейтрону деления нептуниевой мишени выйти из нее и поглотиться в топливной зоне бланкета, что согласно соотношению (6) приводит к снижению ценности нейтрона мишени. Учитывая это, следует ожидать, что с точки зрения умножения внешних нейтронов системы с нептуниевыми мишенями будут заметно менее эффективными, чем с урановыми.

В табл. 2 приведены основные результаты расчетов задачи с источником для вариантов с урановой мишенью, представленные как функции толщины внутреннего отражателя. Поскольку введение отражателя мишени и корпуса бланкета, как и введение и увеличение толщины внутреннего отражателя бланкета, приводит к снижению обратной связи, эти результаты можно рассматривать как влияние обратной связи на параметры.

Из приведенных результатов видно, что два сомножителя в ценности внешнего нейтрона ω^1 и ω^3 возрастают, два других ω^2 и ω^4 уменьшаются со снижением нейтронной связи. Причиной возрастания ω^1 и ω^3 является приближение коэффициентов размножения мишени и бланкета k_1 и k_2 к $k_{эф}$ всей системы, что приводит к увеличению умножения нейтронов источника в мишени и бланкете.

Уменьшение обратной связи при введении отражателя мишени и корпуса бланкета неизбежно приводит к существенному снижению вероятности нейтрону мишени поглотиться в топливной зоне бланкета. Это обусловлено большим поглощением в корпусе и отражателе нейтронов, рожденных в мишени, вышедших в бланкет и замедлившихся в нем, но затем отраженных обратно. Очевидно, что этот эффект еще более возрастает при введении внутреннего отражателя бланкета и увеличении его толщины. Именно этот эффект является определяющим в существенном снижении ω^2 при уменьшении обратной связи.

Т а б л и ц а 2. Основные физические параметры в задаче с источником

Характеристика	Вариант				
	0	1	2	3	4
	Толщина внутреннего отражателя, см				
	0	0	10	20	40
Непороговая мишень					
ω^1	7,66	14,40	15,39	16,16	18,21
ω^2	0,292	0,165	0,161	0,148	0,118
ω^3	0,287	0,704	0,760	0,796	0,909
ω^4	2,086	1,135	1,122	1,053	1,021
ω	1,339	1,901	2,011	2,001	1,960
Q_2/Q_1	1,994	2,427	2,557	2,441	2,204
Пороговая мишень					
ω^1	13,00	16,36	16,66	17,39	18,35
ω^2	0,148	0,741	0,728	0,066	0,053
ω^3	0,721	0,844	0,864	0,905	0,958
ω^4	1,118	1,036	1,024	1,012	1,002
ω	1,555	1,061	1,074	1,056	0,930
Q_2/Q_1	2,04	1,273	1,276	1,215	1,021

Обратная нейтронная связь означает наличие нейтронного взаимодействия мишени и бланкета, которое вызывает их взаимно наведенное увеличение скорости реакций деления. С точки зрения ценности нейтронов источника этот эффект является как отрицательным, ограничивая k_1 и k_2 , так и положительным, вызывая рост мощности бланкета. Последнее обстоятельство отражено как снижение ω^4 с уменьшением связи.

Такая реакция составляющих эффектов на уменьшение связи приводит к наличию оптимальной обратной связи, что показано в табл. 2. Однако соответствующая максимальная ценность нейтрона источника является небольшой ~ 2 по сравнению с ~ 1 , которое может достигаться в системах с неразмножающей мишенью. Это обусловлено сравнительно небольшой утечкой нейтронов из мишени ($\sim 30\%$), а также значительной их потерей в корпусе бланкета и отражателе мишени. Сомнительно, что усложнение конструкции и усугубление безопасности, свойственные системам с размножающей мишенью, могут быть компенсированы ростом умножения такого порядка.

Пожалуй, еще более важно, что отношение мощностей бланкета и мишени составляет всего 2,5. С учетом того, что тепловая мощность мишени вряд ли превысит ~ 70 МВт, это означает достижение верхнего предела тепловой мощности бланкета на уровне $\sim 150\text{--}200$ МВт, а это, очевидно, далеко от необходимого для практических целей трансмутации.

Представляется маловероятной возможность создания компоновки с непороговой мишенью тепловой мощностью, необходимой для трансмутации, которая имела бы характеристики, заметно превышающие рассмотренные. Во-первых, это будет ограничиваться низкой утечкой из мишени. Для ее существенного повышения необходимо использовать обогащение заметно выше 20% , что исключается требованиями нерас-

пространения. Во-вторых, будет невозможно избежать значительных потерь замедлившихся в бланкете нейтронов мишени в корпусе бланкета или в какой-либо другой конструкции, используемой для разрыва связи. Какие-либо модификации мишени, например, введение центральной полости, заполненной неразмножающим материалом, в котором при бомбардировке протонами образуется основная доля нейтронов срыва, или использование жидкого топлива с растворенным в нем сильным тепловым поглотителем не приведут ни к повышению утечки, ни к снижению потери замедлившихся в бланкете нейтронов мишени. Видимо, с достаточным основанием можно полагать, что выводы будут в большой степени справедливы и для любой другой версии системы с непороговой мишенью, по крайней мере с обогащенным ураном в качестве делящегося материала.

В табл. 2 приведены основные результаты расчета задачи с источником для вариантов с нептуниевой мишенью. Принципиальным отличием зависимостей ценности нейтронов источника от обратной связи является в случае нептуниевой мишени хорошая разомкнутость системы и при прямом контакте топливных зон мишени и бланкета (вариант 0), и именно эта компоновка дает максимальную ценность $\sim 1,5$. Дальнейшее снижение связи при введении отражателя мишени, корпуса и внутреннего отражателя бланкета приводит к значительному уменьшению вероятности поглощения нейтронов мишени в топливной зоне бланкета и только к незначительному повышению коэффициентов размножения мишени и бланкета. Следовательно, оптимальная компоновка системы с пороговой мишенью должна или не иметь отражателя мишени и корпуса бланкета вообще, или использовать для них некие слабопоглощающие материалы. Более низкая, чем с урановой мишенью, максимальная ценность нейтрона источника объясняется почти вдвое меньшей утечкой из мишени, а также тем, что даже в отсутствие сильнопоглощающих отражателя мишени и корпуса бланкета отмечается значительное поглощение замедлившихся в бланкете нейтронов мишени в делящемся материале самой мишени.

Как и в случае систем с непороговой мишенью, представляется маловероятной возможность компоновки системы с пороговой мишенью, обладающей заметно более высокими характеристиками. В дополнение к требованию слабопоглощающего материала корпуса бланкета мишень в такой системе должна будет использовать пороговый делящийся материал, который, являясь слабым тепловым поглотителем, обеспечивал бы k_{∞} мишени заметно выше $\sim 1,5$. Очевидно, что по крайней мере свойства $^{237}\text{NpO}_2$ далеки от требуемых.

Приведенные результаты и выводы относятся к системам с $k_{\text{эф}} = 0,95$, выбранным в качестве верхнего предела критичности, исключающей возможность реактивных аварий. Однако если рассматривать существенно более высокую критичность, а именно на уровне $\sim 0,98\text{—}0,99$, результаты заметно изменятся. Это обусловлено тем, что в отличие от систем с неразмножающими мишенями, где ценность нейтрона источника почти не зависит от критичности системы, в системах с размножающими мишенями, как видно из соотношений (21) — (24), ценность нейтронов источника является функцией критичности системы. Повышение критичности системы приводит к росту коэффициента размножения мишени, что увеличивает полное число внешних нейтронов, умножающихся в бланкете, и соответственно к повышению ценности нейтрона внешнего источника. При слабой обратной связи повышение мощности бланкета вследствие соответствующего увеличения $k_{\text{эф}}$ не приводит к росту мощности мишени, следовательно, отношение мощностей бланкета и мишени также возрастает.

Для оценки влияния $k_{\text{эф}}$ системы на эффективность умножения были проведены расчеты компоновки варианта 3 с различными $k_{\text{эф}}$ как для урановых, так и нептуниевых мишеней. Основные результаты приведены в табл. 3. Как видно, при критичности $\sim 0,98\text{—}0,99$ система с урановой мишенью обладает высокой ценностью нейтрона

источника $\sim 4-6$ и отношением мощностей blankets к мишени $\sim 5-7$, что соответствует верхнему пределу тепловой мощности blankets $\sim 350-500$ МВт. Системы с нептуниевой мишенью остаются малоэффективными по отношению к системам с размножающимися мишенями даже и на этом уровне критичности.

Т а б л и ц а 3. Влияние критичности на основные параметры системы для варианта 3

Характеристика	$k_{эф}$				
	0,93	0,95	0,96	0,98	0,99
Непороговая мишень					
$k_{1,2}$	0,920	0,938	0,950	0,969	0,979
ω	1,63	2,00	2,44	3,69	5,72
Q_2/Q_1	1,90	2,44	3,08	5,12	7,30
Пороговая мишень					
$k_{1,2}$	0,925	0,945	0,954	0,975	0,985
ω	0,817	1,05	1,24	2,16	3,262
Q_2/Q_1	0,91	1,22	1,81	2,77	4,71

В принципе умножение каскадных систем может быть заметно повышено примерно в 2—2,5 раза по сравнению с рассмотренными системами путем существенного уменьшения радиуса мишени до 5—7 см, что снизит поглощение отраженных нейтронов мишени, и применения металлического топлива в мишени, охлаждаемой газом, что позволит повысить k_{∞} и соответственно утечку нейтронов из мишени. Однако, учитывая уровень тепловых мощностей blankets и мишени, характерный для трансмутации, а также необходимость пассивного отвода остаточного энерговыделения, для трансмутационных установок такая возможность, видимо, неприменима.

Выводы. 1. При одинаковой подкритичности относительная эффективность по умножению нейтронов внешнего источника систем с размножающимися и не размножающимися мишенями зависит от критичности системы. Чем выше критичность системы, тем выше ценность нейтрона источника в системе с размножающей мишенью, в то время как в системе с не размножающей мишенью она остается неизменной, на уровне ~ 1 для надлежащим образом спроектированных установок.

2. На уровне мощностей и требований безопасности, необходимых для трансмутации, каскадные системы с нептуниевой мишенью почти вдвое менее эффективны, чем системы с урановой мишенью.

3. При $k_{эф} \sim 0,95$ ценность нейтрона источника в системе с урановой мишенью составляет ~ 2 , предельный уровень тепловой мощности blankets $\sim 150-200$ МВт.

4. При $k_{эф} \sim 0,99$ в системах с урановой мишенью ценность нейтрона источника может достигать ~ 6 , уровень тепловой мощности blankets $\sim 450-500$ МВт.

5. Затруднительно, во всяком случае для автора, представить некую компоновку отвечающей трансмутации каскадной системы, которая обладала бы заметно более высокими характеристиками по сравнению с рассмотренными в настоящей работе. Если это действительно так, то:

на уровне $k_{эф} \sim 0,94-0,96$ целесообразность применения каскадных систем с размножающимися мишенями в задачах трансмутации представляется достаточно сомнительной. Неизбежное усложнение конструкции и эксплуатации реактора в сочетании с низкой предельной тепловой мощностью blankets вряд ли могут быть компенсированы повышением умножения ~ 2 , тем более что этого явно недостаточно для отказа от протонных и переходу к электронным ускорителям;

на уровне $k_{эф} \sim 0,98-0,99$ каскадные системы могут в 4—6 раз повысить умножение нейтронов источника по сравнению с системами, использующими неразмножающиеся мишени. Однако это преимущество каскадных систем может быть реализовано только после тщательного обоснования возможности достижения необходимой ядерной безопасности, что маловероятно при работе на столь низкой подкритичности.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ № 17.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев П.Н., Игнатьев В.В., Коляскин О.Е. и др. Каскадный подкритический реактор повышенной безопасности. — Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 5, с. 327—337.
2. Алексеев П.Н., Игнатьев В.В., Коляскин О.Е. и др. Концепция жидкосолевого подкритического реактора повышенной безопасности: Препринт ИАЭ-5857/2, 1995.
3. Avery R. Coupled reactors. — In: Proc. 2 UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v. 12, p. 182—199.
4. Lee C., Bratton R. Comparison of analytical variational solutions of steady-state neutron-diffusion problems. — Ann. Nucl. Energy, 1984, v. 11, № 10, p. 493—513.
5. Зизин М.Н., Шишков Л.К. Тестовые нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1980.
6. Бурмистров А.Я., Кочуров Б.П. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в цилиндрической ячейке реактора (Программа TRIFON): Препринт ИТЭФ, 1978, № 107.

Поступила в Редакцию 20.09.96

УДК 502.3

СИСТЕМА ПОДДЕРЖКИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ ПРИ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАЩИТНЫХ МЕР В АГРОСФЕРЕ В ДОЛГОСРОЧНЫЙ ПЕРИОД ЛИКВИДАЦИИ ПОСЛЕДСТВИЙ ЯДЕРНОЙ АВАРИИ

*Яцало Б.И., Мирзеабасов О.А., Охрименко И.В.,
Пичугина И.А., Кулагин Б.П. (ВНИИСХРАЭ)*

Крупномасштабное и долгосрочное загрязнение окружающей среды долгоживущими радионуклидами, вызванное аварией на Чернобыльской АЭС, потребовало разработки новых подходов и методов оценки его последствий и выбора необходимых мер вмешательства. Компьютерные системы поддержки принятия решений являются ключевым элементом при выполнении указанных задач, в том числе при оценке эффективности защитных мер (контрмер) и сравнении альтернатив в целях выбора оптимальной системы контрмер и соответствующих рекомендаций для последующего принятия решений. К началу 90-х годов были разработаны модели и компьютерные системы для оценки последствий радиоактивного загрязнения территории — MARC, UFOMOD, ECOSYS, COSYMA и др. [1, 2]. Так как указанные компьютерные системы предназначены для решения лишь определенных задач в острый и/или долгосрочный период ликвидации последствий ядерной аварии, разработку компьютерных систем поддержки принятия решений продолжили с учетом новых подходов, моделей и данных, в том числе разнообразных контрмер [2—5], принимая во внимание тенденции современного развития компьютерной технологии и требования к прикладным системам (использование геоинформационных систем, современных систем управления базами данных и анализа принимаемых решений). Прежде всего необходимо отметить крупномасштабный проект по созданию системы RODOS [2, 3], в разработке которой участвуют специалисты многих стран Европы и СНГ. Указанная система предназначена для оценки/прогноза последствий ядерной аварии и управления послеаварийной