

УДК 539.17

СЕРИЙНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕАКТОРЫ В ПОДКРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. М. ЖАМКОЧЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 февраля 1997 г.)

Рассмотрены физические аспекты подкритических энергетических комплексов на основе ядерных реакторов, управляемых протонными ускорителями. Проведены оценочные теоретические расчеты подкритических режимов реакторов различных типов. Показано, что создание достаточно эффективной взрывобезопасной АЭС возможно при существующем уровне ускорительной техники, с использованием современных реакторных блоков (в том числе серийных).

В настоящее время во многих странах, где развита ядерная энергетика, идет интенсивная разработка проектов, в которых должна быть решена проблема взрывобезопасности ядерных реакторов. Данная проблема на сегодняшний день является наиболее актуальной на пути дальнейшего развития ядерной энергетике [1]. Одно из наиболее перспективных направлений в этой области занимают исследования по подкритическим реакторам, управляемым ускорителями [1-3].

Ранее нами было показано, что уже достигнутый уровень техники и технологии позволяет создать взрывобезопасную атомную электростанцию, в которой в качестве источника энергии используется стандартный реактор водо-водяного типа (ВВЭР) в подкритическом режиме в сочетании с протонным ускорителем [4-7]. О реальной возможности создания подкритической ядерной энергетической установки для практического использования говорится и в выполненной группой С. Rubbia серии работ, завершенных экспериментом [8].

В настоящей работе в качестве компонентов системы "протонный ускоритель-подкритический реактор" рассмотрены серийные реакторы различных типов, а также перспективный жидкосолевой бридер MSBR-1000. Показано, что создание достаточно экономичной и безопасной атомной станции вполне реально с использованием существующих реакторов и при практически достигнутом уровне ускорительной техники.

Рассмотрим геометрически большой реактор на тепловых нейтронах, в котором длина миграции нейтрона M много меньше размеров активной зоны. Поскольку прецизионные расчеты нейтронных потоков выходят за рамки данной работы, мы ограничимся решением лишь эффективных одноступенчатых диффузионных уравнений.

Подобное приближение [9] представляется здесь вполне оправданным ввиду, в основном, оценочного характера всех дальнейших выводов. По той же причине параметры реальных реакторов в расчетах будут заменены параметрами эквивалентных гомогенных систем [9] без учета влияния отражателей нейтронов.

Итак, стационарное уравнение реакторов имеет вид

$$\Delta\Phi + \frac{k_{\infty} - 1}{M^2} \Phi = 0, \quad (1)$$

где Φ — скалярный поток нейтронов, k_{∞} — коэффициент размножения для данной среды.

Выберем мишень, облучаемую пучком протонов из ускорителя, в виде цилиндра радиусом r_0 и высотой H , равной высоте активной зоны реактора. Подобный выбор обусловлен, в основном, соображениями симметрии. Предположим также, что мишень является "ловушкой" для тепловых нейтронов, будучи в то же время прозрачной для быстрых нейтронов, выбиваемых ускоренными протонами (это может быть, например, стержень из неактивного материала, окруженный тонкостенной кадмиевой оболочкой). В этом случае, в приближении закона Фика, условие источника может быть записано в виде

$$j = \left[\Phi/4 - D/2 \frac{\partial\Phi}{\partial r} \right]_{r=r_0}, \quad (2)$$

где j — плотность потока нейтронов, излучаемых поверхностью мишени, D — коэффициент диффузии для данной среды.

Условие (2) соответствует центральному расположению мишени-источника нейтронов. При эксцентричном расположении это условие должно быть видоизменено таким образом, чтобы выражение в квадратных скобках в (2) по-прежнему вычислялось по периметру мишени.

Если известны геометрические размеры реактора и площадь миграции M^2 , то можно определить значение $k_{\infty}^{(0)}$, соответствующее критическому состоянию в обычном рабочем режиме (без мишени). В частности, для реакторов цилиндрической формы (о которых и будет идти речь ниже)

$$k_{\infty}^{(0)} = 1 + M^2 [(\xi_1 / R)^2 + (\pi / H)^2] \quad (3)$$

(см., например, [10]), где $\xi_1 \approx 2,4048$ — первый корень функции Бесселя $J_0(z)$; R — экстраполированный радиус реактора. Для рассматриваемых физически больших реакторов можно с достаточной точностью положить, что экстраполированные границы активной зоны совпадают с ее геометрическими границами.

Радиально-симметричные решения уравнения (1), удовлетворяющие граничным условиям

$$\Phi(r, z)|_{z=\pm H/2} = 0, \quad \Phi(r, z)|_{r=R} = 0, \quad (4)$$

могут быть записаны в виде [9]

$$\Phi(r, z) = C \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \left[J_0(\alpha r) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_0(\alpha r) \right], \quad (5)$$

где $J_0(x)$ и $N_0(x)$ — функции Бесселя нулевого порядка,

$$\alpha^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} - \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (6)$$

Выражение (5) соответствует положительным значениям α^2 . В случае $\alpha^2 < 0$ функции $J_0(\alpha r)$ и $N_0(\alpha r)$ следует заменить модифицированными функциями Бесселя $I_0(r\sqrt{-\alpha^2})$ и $K_0(r\sqrt{-\alpha^2})$.

Предположим далее, что распределение по вертикальной координате для плотности потока нейтронов j , испускаемых мишенью, имеет вид, близкий к $j = j_0 \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right)$. (Отказ от такого предположения привел бы лишь к чрезмерному усложнению формул, что вряд ли оправдано в одностороннем подходе.) В этом случае условие источника (2) приводит к следующему выражению для нормировочного множителя C в (5):

$$C = j_0 \left\{ \frac{1}{4} \left[J_0(\alpha r_0) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_0(\alpha r_0) \right] + \right. \\ \left. + \frac{D}{2} \alpha \left[J_1(\alpha r_0) - \frac{J_0(\alpha R)}{N_0(\alpha R)} N_1(\alpha r_0) \right] \right\}^{-1}, \quad \alpha^2 > 0 \quad (7)$$

(с очевидными изменениями для случая $\alpha^2 < 0$).

Ясно, что наличие мишени в активной зоне при прочих фиксированных параметрах системы приводит к появлению отрицательной реактивности, и значение (3) для коэффициента размножения уже не будет соответствовать критическому состоянию реактора. В используемом приближении для такого критического состояния (при нулевом токе ускорителя) граничное условие должно определяться равенством нулю левой части (2). (Отсюда, соответствующее значение k_∞^{kp} может быть найдено из условия равенства нулю знаменателя (7)).

Следуя далее стандартной схеме обозначений [9], определим эффективный коэффициент размножения:

$$k_{эф} = k_\infty / k_\infty^{kp}, \quad (8)$$

где k_∞^{kp} — указанное выше значение k_∞ , при котором реактор с введенной пассивной мишенью становится критическим.

Вопрос выбора оптимального значения $k_{эф}$ для рассматриваемой подкритической системы дискутировался в ряде работ [11-14]. Нам представляются обоснованными доводы авторов [13,14] о том, что условие $k_{эф} = 0,98$ является достаточным для обеспечения безопасного

режима работы реакторов, управляемых ускорителями. Во всяком случае, для систем, включающих серийные (а не специально сконструированные) реакторные блоки, такое условие можно рассматривать как разумный компромисс между стремлением сделать систему максимально подкритичной и реальными требованиями к распределению нейтронного потока в активной зоне.

В проведенных расчетах для параметров реакторов различных типов были использованы данные [15-17]. Как уже указывалось, для каждого из реакторов предполагаемая мишень представляла собой цилиндр из неактивного материала с высотой, равной высоте активной зоны. Диаметр мишени (с учетом длин экстраполяции) принимался равным 17 см.

Заметим, что размеры мишени должны, вообще говоря, удовлетворять условиям полного поглощения ускоренных протонов, разноможения каскадно-испарительных нейтронов при их неупругих взаимодействиях с ядрами мишени, а также отражения нейтронов, летящих назад и вперед по отношению к протонному пучку [11]. Указанный диаметр мишени (17 см) определялся профилем пучка ($d=3$ см) и отклонением протонов в результате их многократного рассеяния [18]. Что касается длины мишени, то она, согласно [12,19], не должна быть меньше 61 см при использовании в качестве материала небогатенного урана. Это условие можно считать выполненным для любого крупного реактора.

На рис.1 приведены расчетные кривые, определяющие нормированные распределения нейтронных потоков $\Phi(r)/\Phi_{\max}$ в активных зонах различных реакторов при их работе в подкритическом режиме ($k_{эф}=0,98$) с центрально расположенной мишенью описанного типа; Φ_{\max} — максимальное значение нейтронного потока для данного реактора при фиксированном токе ускорителя. (Напомним, что представленные кривые соответствуют эквивалентным гомогенным реакторам со всеми вытекающими отсюда приближениями).

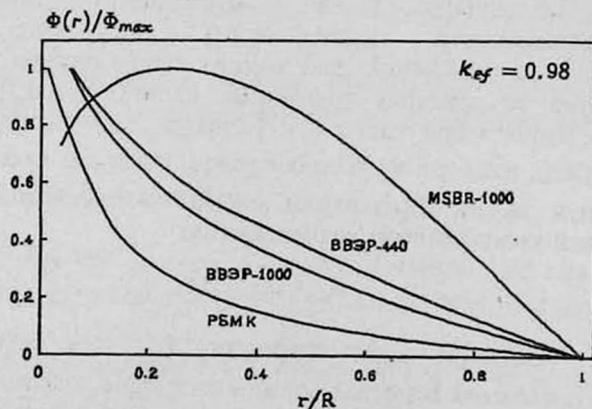


Рис.1. Отношение $\Phi(r)/\Phi_{\max}$ для различных реакторов в зависимости от относительного радиуса r/R при $k_{эф}=0,98$.

Очевидно, что с точки зрения равномерного энерговыделения по всей активной зоне, наилучшее распределение оказывается у жидкосолевого графитного бридера MSBR-1000. На наш взгляд, распределения для реакторов типа ВВЭР также можно считать приемлемыми, особенно с учетом необходимых поправок на выравнивание поля для реальных реакторов.

Для определения электрических характеристик подкритических систем выражение для потока (5) (с учетом (6)-(8)) для каждого реактора интегрировалось по всему объему активной зоны.

Прежде всего представляет интерес проследить за максимально возможной выходной мощностью систем в зависимости от эффективного размножения. Предельная мощность при неизменных конструктивных характеристиках элементов активной зоны может быть определена из условия $\Phi(r, z) \leq \Phi_{\max}^{(0)}$, где $\Phi_{\max}^{(0)}$ — максимальный поток нейтронов при работе данного реактора в номинальном критическом режиме.

На рис.2 представлены отношения $W_{\max}(k_{эф})/W_0$ для ряда реакторов (W_{\max} — предельно допустимая мощность реактора при работе с ускорителем, W_0 — номинальная мощность реактора). При $k_{эф}=0,98$ значения W_{\max}/W_0 для реакторов MSBR-1000, ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 составляют соответственно 1,2, 0,57 и 0,46. Превышение W_{\max}/W_0 над единицей для MSBR-1000 непосредственно связано с более оптимальной формой распределения нейтронного потока для данного реактора при работе с ускорителем (см. рис.1).

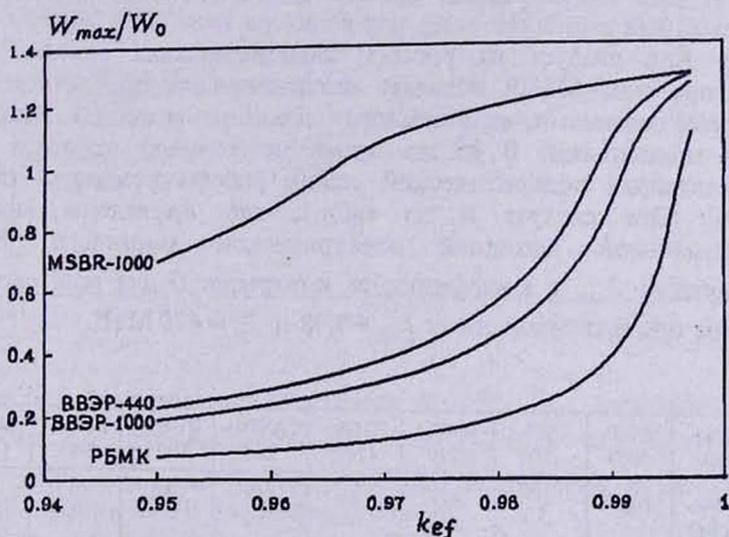


Рис.2. Отношение предельной допустимой мощности W_{\max} к номинальной мощности W_0 в зависимости от $k_{эф}$ для различных реакторов.

Основной характеристикой, определяющей эффективность работы системы ускоритель-реактор, является коэффициент выигрыша G , равный отношению выходной электрической мощности реактора $W_{эл}$ к мощности $W_{уск}$, потребляемой ускорителем. В рассматриваемой задаче для этой величины можно получить следующее выражение:

$$G = c \frac{\bar{\phi} \sigma_f M_u \kappa}{r_0 H}, \quad (9)$$

где c — коэффициент, зависящий от энергии ускоренных протонов T_p ; $\bar{\phi}$ — усредненное по активной зоне значение величины $\Phi(r)/j$; M_u — масса активного изотопа в реакторе, σ_f — сечение деления его ядер при тепловых энергиях; κ — КПД при преобразовании тепла в электричество. В оценках коэффициента выигрыша (9) весьма важен оптимальный выбор энергии ускоренных протонов. Исходя из результатов работ [4,8,12] можно заключить, что наиболее оптимальной для энергии пучка протонов в данной задаче является область вблизи $T_p = 500$ МэВ.

На рис.3 приведены кривые, описывающие зависимость величины $G = W_{эл} / W_{уск}$ от $k_{эф}$ для реакторов различных типов при энергии ускоренных протонов 470 МэВ. В расчетах были использованы результаты [12], согласно которым при указанной энергии выход нейтронов из урановой мишени составляет 17,3 нейтрон/протон. Предполагалось также, что непроизводительные потери мощности в ускорительной системе составляют 2/3 от потребляемой мощности. Расчет для тяжеловодных систем CANDU, ввиду отсутствия других данных, был выполнен лишь для реактора типа CANDU-220.

Как следует из рис.1-3, подкритическая система на основе реактора типа MSBR обладает значительными преимуществами перед другими системами, включающими серийные реакторы, практически по всем показателям. В то же время необходимо отметить достаточно эффективный подкритический режим работы реакторов типа PWR и ВВЭР. Это следует и из табл.1, где приведены значения для максимальной выходной электрической мощности W_{max} , тока ускорителя I_{max} и коэффициента выигрыша G для всех рассмотренных систем при фиксированных $k_{эф} = 0,98$ и $T_p = 470$ МэВ.

Таблица 1

Реактор	MSBR-1000	PWR-1300	BWR-1270	HTGR-1160	CANDU-220	ВВЭР-1000	ВВЭР-440	АМБ-II (200)	РБМК-1000
W_{max} (МВт)	1196 ^{*)}	437	203	494	118	459	252	120	195
I_{max} (мА)	2,7	3,5	2,5	7,4	7,2	3,8	2,0	1,4	7,2
G	315	90	59	48	11	87	87	62	19

^{*)} Мощность может быть уменьшена до номинальной (1000 МВт) пропорциональным уменьшением тока ускорителя.

Пересчет результатов табл.1 для других энергий ускоренных протонов может быть выполнен с помощью данных, приведенных в работе [12].

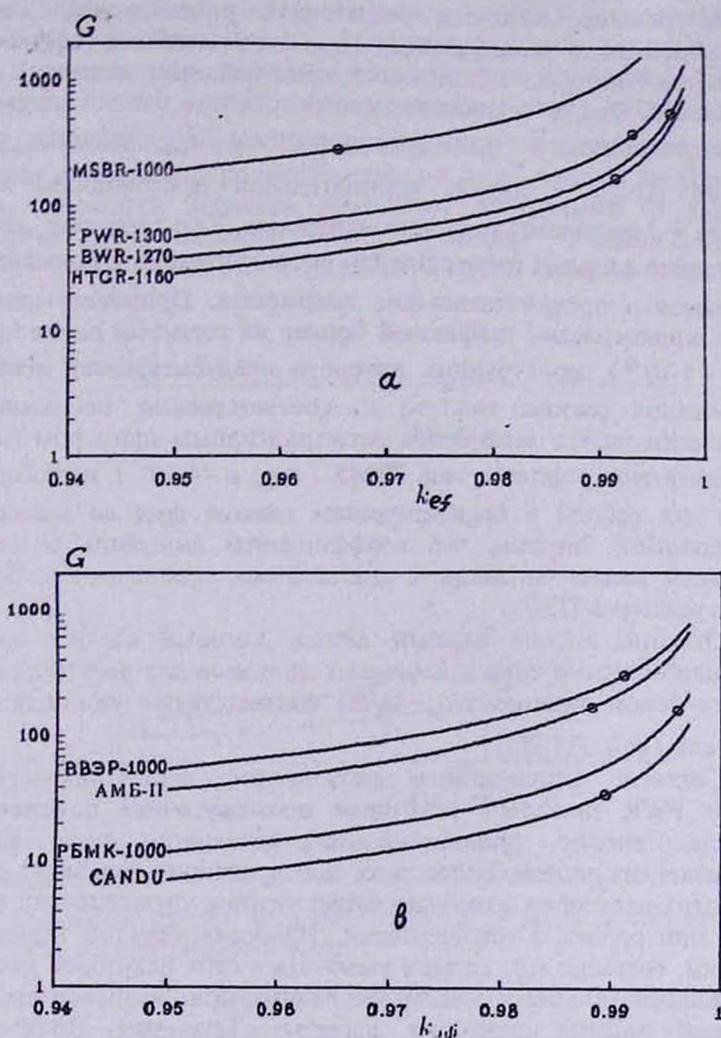


Рис.3(a),(b). Коэффициенты выигрыша $G = W_{эд} / W_{уск}$ в зависимости от $k_{эф}$ для различных реакторов. Кружки на кривых соответствуют режимам работы с формой нейтронного потока, близкой к номинальной для данного реактора.

К наименее приспособленным для работы совместно с ускорителями следует отнести серийные тяжеловодные реакторы, например, типа канадских CANDU. Подобный вывод можно было сделать заранее, из общих соображений. Действительно, работая на небогатенном или даже отвальном уране, при более значительных нейтронных потоках, тяжеловодные реакторы при равной мощности

должны требовать более интенсивных источников нейтронов для компенсации подкритичности, чем прочие системы.

Для графитных и легководных реакторов соизмеримой мощности важным фактором, влияющим на эффективность работы в подкритическом режиме, является избыточная реактивность, изначально предусмотренная в конструкции. При этом наиболее эффективными оказываются системы, обладающие минимальным исходным запасом реактивности. Это, в частности, непосредственно следует из выражения (9), где величина $\bar{\phi}$ при фиксированном $k_{эф}$ является растущей функцией $|\Delta\rho_M|$ — модуля отрицательной реактивности, вносимой мишенью — "ловушкой" тепловых нейтронов. Как следствие, реакторы с относительно малыми размерами (и, соответственно, с большим $|\Delta\rho_M|$) оказываются в предпочтительном положении. Примером здесь может служить жидкосолевой графитный бридер на ториевом цикле MSBR-1000 ($\Delta\rho_M \cong -4 \cdot 10^{-2}$), конструкция которого предусматривает непрерывное регулирование состава топлива и, соответственно, небольшой запас реактивности на его выгорание. Альтернативным примером графитных систем являются реакторы типа РБМК ($\Delta\rho_M \cong -4 \cdot 10^{-3}$), переоборудование которых для работы в подкритическом режиме вряд ли можно считать целесообразным. Заметим, что коэффициенты выигрыша G для РБМК оказываются весьма близкими к аналогичным величинам для бесконечно больших реакторов [13].

Отметим весьма важный вывод, который следует из данных табл.1: необходимые токи ускоренных протонов для работы реакторов в подкритическом режиме ($k_{эф}=0,98$) соответствуют уже действующим ускорителям (см. [11,20]).

Согласно приведенным результатам, серийные легководные ВВЭР и РWR занимают некоторое промежуточное положение и, в принципе, вполне приемлемы на начальном этапе внедрения подкритических систем. Более того, при некоторой доработке систем на основе этих реакторов возможно существенное улучшение их выходных данных при работе с ускорителями. Наиболее простой вариант такой доработки, согласно (9), должен включать в себя некоторое уменьшение эффективного диаметра активной зоны при сохранении прежней суммарной массы активного изотопа. Так, для ВВЭР-440 при уменьшении радиуса активной зоны R со 144 см до 114 см и увеличении среднего обогащения ρ с 2,4% до 3,8% коэффициент выигрыша G при $k_{эф}=0,98$ возрастает до значения 152, а максимальная электрическая мощность W_{max} может быть доведена до номинального значения 440 МВт. При уменьшении R до 91 см и увеличении ρ до 6% значения указанных величин возрастают соответственно до $G \cong 265$ и $W_{max} \cong 520$ МВт.

В заключение представляет интерес проследить, как влияет смещение мишени-источника нейтронов от центра к периферии активной зоны на общую эффективность системы ускоритель-реактор. Решение уравнения вида (1) в случае эксцентричного расположения

источника нейтронов определяется теми же методами, что и в задаче с аналогичным расположенным регулирующим стержнем (см. [9]). Вся разница заключается лишь в использовании условия источника (2) вместо условия равенства нулю потока нейтронов внутри стержня. Мы опускаем здесь детали соответствующего расчета и приводим лишь основные результаты. На рис. 4 представлены в качестве примера кривые, описывающие относительную мощность реактора MSBR-1000 в зависимости от $k_{эф}$ при фиксированном токе ускорителя для центрально расположенной мишени (кривая 1) и мишени, сдвинутой к периферии на половину радиуса активной зоны (кривая 2). При этом за единицу мощности принята мощность MSBR-1000 с центрально расположенной мишенью в режиме "компенсированной подкритичности". Для различных реакторов такой режим помечен кружками на рис.3.

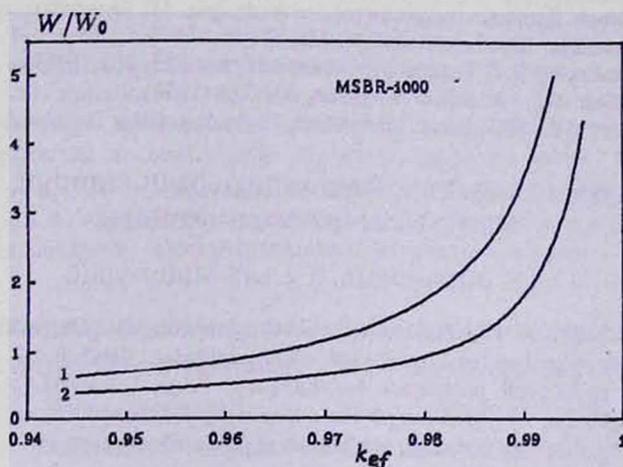


Рис.4. Относительная мощность реактора MSBR-1000 при фиксированном токе ускорителя в зависимости от $k_{эф}$. 1 — мишень расположена в центре активной зоны, 2 — мишень сдвинута на половину радиуса активной зоны.

Очевидно, что при фиксированном токе ускорителя сдвиг мишени к периферии приводит, с одной стороны, к увеличению среднего потока нейтронов в активной зоне (т.е. к увеличению мощности), а с другой стороны — к уменьшению подкритичности реактора. Однако, как показывают расчеты, влияние последнего фактора всегда оказывается более существенным, и, как видно из рис.4, сдвиг мишени приводит лишь к ухудшению характеристик системы. Подобная закономерность оказывается справедливой при любом сдвиге для всех цилиндрических реакторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996. Obninsk, Russia.
2. Proc. of the Fourth European Particle Accelerator Conf. 27 June-1 July 1994. London.

3. Proc. of the Second Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications. 3-7 June 1996. Kalmar, Sweden.
4. А.Р. Туманян, А.Г. Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 29, 58 (1994), Атомная энергия, 79, 748 (1995).
5. А.Р. Туманян, А.Г. Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, 127 (1996).
6. Y.N. Aigapetyan et al. Abst. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996, Obninsk, Russia, p.73.
7. А.Р. Туманян, А.Г. Худавердян. Атомная техника за рубежом, 8, 3 (1996).
8. S. Andrianojce et al. Phys. Lett., 348B, 697 (1995).
9. С.М. Фейнберг, С.Б. Шихов, В.Б. Троянский. Теория ядерных реакторов, т.1. М., Атомиздат, 1978.
10. Ф. Кап. Физика и техника ядерных реакторов. М., ИЛ, 1960.
11. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ Р2-94-56, 1994.
12. Ю.М. Адо и др. Препринт ИФВЭ 94-29, 1994.
13. П.Н. Алексеев и др. Препринт ИАЭ-5857/2, 1995.
14. S.S. Abalin et al. AP Conf. Proc. 346. Las-Vegas, July 1994, p.527.
15. В.В. Семенов. Препринт ИАЭ-3104, 1979.
16. Б.А. Дементьев. Ядерные энергетические реакторы. М., Энергоатомиздат, 1990.
17. А.М. Петросяцц. Атомная техника. М., Наука, 1976.
18. В.С. Барашенков, В.С. Тонеев. Атомная энергия, 35, 163 (1973).
19. Р.Г. Васильев и др. Атомная энергия, 44, 329 (1978).
20. H. Klein. Proc. of the 1994 Intern. Linac Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ՍԵՐԻԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԱԿՏՈՐՆԵՐԸ
ԵՆԹԱԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Վ. Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Ա. Հ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են ենթակրիտիկական էներգետիկական կոմպլեքսներ բաղկացած արագացուցիչով ղեկավարվող միջուկային ռեակտորներից: Բերված են տարբեր տիպի ռեակտորների ռեժիմների տեսական հաշվարկներ: Ցույց է տրված, որ հնարավոր է բավականին էֆեկտիվ պայթյունազերծ ԱԷԿ կառուցել օգտագործելով գոյություն ունեցող արագացուցիչների և ժամանակակից սերիական ռեակտորների բլոկները:

SERIAL ENERGETIC REACTORS IN SUBCRITICAL REGIME

A. G. KHUDAVERDYAN, V. M. ZHAMKOCHYAN

Physical aspects of subcritical Nuclear Power Plants driven by proton accelerators are considered. Estimating theoretical calculations are made for subcritical regimes of various type reactors. It is shown that creation of quite effective explosion-safe NPP is real at existing level of accelerator technique by using available reactor blocks.