

УДК 539.17

О ПАРАМЕТРАХ ДВУХРЕАКТОРНЫХ ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, УПРАВЛЯЕМЫХ УСКОРИТЕЛЯМИ

С.А. БЗНУНИ, В.М. ЖАМКОЧЯН,
В.Р. НАЗАРЯН, А.Г. ХУДАВЕРДЯН

Бреванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 августа 1999 г.)

Рассмотрены управляемые ускорителем подкритические энергетические комплексы, включающие основной реактор на тепловых нейтронах и реактор-бустер на быстрых нейтронах. Показано, что весьма высокие характеристики таких систем достижимы при современном уровне ускорительной техники, с использованием существующих реакторных блоков.

Как известно [1], одним из перспективных направлений в решении проблемы безопасности ядерной энергетики является исследование подкритических систем, управляемых сильноточными ускорителями. В работах [2-4] было показано, что создание достаточно экономичной и безопасной атомной станции вполне реально с использованием серийных энергетических реакторов (включая реакторы на быстрых нейтронах) и протонных ускорителей с токами, не превышающими 5-10 мА. Подчеркнем, что подобные "умеренные" токи оказываются характерными лишь для чисто энергетических систем, в которых не ставится задача одновременной трансмутации отработанного ядерного материала. (Для целей ADTT – Accelerator Driven Transmutation Technology, согласно данным [5,6], приведенные оценки для токов должны быть увеличены, как минимум, на порядок.)

В данной работе, не затрагивая, как и ранее, ADTT, мы рассмотрим каскадные подкритические системы, включающие основной энергетический тепловой реактор и промежуточный реактор-бустер на быстрых нейтронах.

Идея двухреакторных энергетических комплексов не нова [7,8]. Однако, как будет показано ниже, при надлежащем выборе конфигурации блоков мишень-бустер-основной реактор, можно получить

выходные характеристики системы, существенно превосходящие как данные [7], так и параметры, найденные в работе [8].

Рассмотрим схему подкритической системы, представленную на рис.1. Пассивная мишень (блок *a*) облучается потоком протонов из ускорителя и испускает вторичные нейтроны (n нейтрон/сек) в блок *b*, представляющий собой реактор на быстрых нейтронах. Работая в подкритическом режиме, блок *b* существенно увеличивает количество внешних быстрых нейтронов для блока *c* (подкритического реактора на тепловых нейтронах) по сравнению с исходным числом n . Поскольку блоки *b* и *c* могут работать при резко отличающихся давлениях и температурах, на схеме предусмотрена область *d*, обеспечивающая их термодинамическую изоляцию.

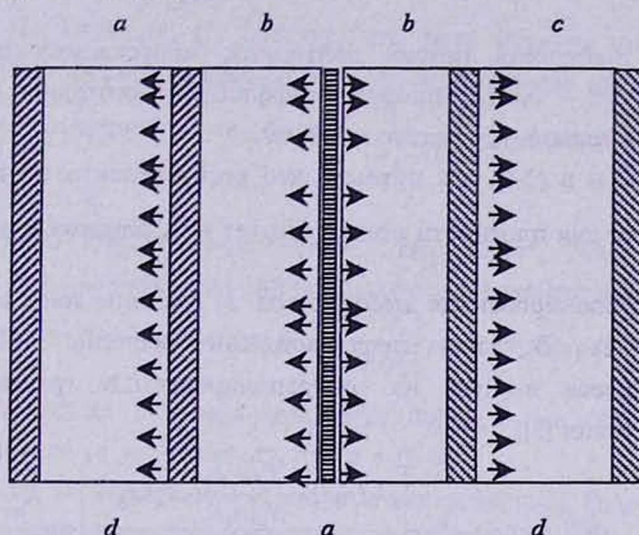


Рис.1. Схема комплекса пассивная мишень (*a*) – реактор на быстрых нейтронах (*b*) – реактор на тепловых нейтронах (*c*).

Для исключения проникновения тепловых нейтронов в активную зону быстрого реактора предполагается, что внешняя граница области *d* включает кадмиевый слой необходимой толщины. Все боковые поверхности на рис.1 – коаксиальные цилиндрические.

Ввиду оценочного характера расчетов, мы, как и в [2-4], ограничимся эффективным одnogрупповым приближением для нейтронов в активных зонах *b* и *c*. (При наличии кадмиевого слоя на внешней поверхности *d*, в зоне *b* будут присутствовать лишь быстрые нейтроны, а в зоне *c* – в основном, тепловые). В этом приближении стационарные

уравнения диффузии нейтронов для активных зон b и c будут иметь вид

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

где Φ – скалярный поток нейтронов, k_{∞} и M^2 – коэффициент размножения и площадь миграции нейтронов для данной среды.

Задача для изолированной подсистемы мишень-бустер, в принципе, не отличается от рассмотренной ранее [3] задачи для подкритической системы на быстрых нейтронах. Краевые условия в этом случае включают условия источника [3]

$$j_a = - \left[D^{(b)} \frac{\partial \Phi^{(b)}}{\partial r} \right]_{r=r_a}, \quad (2)$$

где j_a – плотность потока нейтронов, испускаемых поверхностью мишени, $D^{(b)}$ – одногрупповой коэффициент диффузии для быстрых нейтронов зоны b , r_a – радиус мишени a .

Как и в [2-4], мы примем, что распределение по вертикальной координате для плотности потока j имеет вид, близкий к $j = j_0 \cos\left(\frac{\pi z}{H_b}\right)$ (H_b – экстраполированная высота зоны b ; границы зоны соответствуют $z = \pm H_b/2$). В этом предположении решение уравнения (1), обращающееся в нуль на экстраполированных границах зоны b , принимает вид [3]:

$$\Phi^{(b)}(r, z) = \frac{j_0}{D^{(b)} \alpha_b} \left[\frac{J_0(\alpha_b r) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_0(\alpha_b r)}{J_1(\alpha_b r_a) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_1(\alpha_b r_b)} \right] \cos\left(\frac{\pi z}{H_b}\right), \quad (3)$$

где

$$\alpha_b^2 = \frac{k_{\infty}^{(b)} - 1}{M_b^2} - \left(\frac{\pi}{H_b}\right)^2 \geq 0, \quad (4)$$

$J_0(x)$, $J_1(x)$, $N_0(x)$, $N_1(x)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков, R_b – экстраполированный радиус зоны b . (При $\alpha_b^2 < 0$ функции Бесселя с аргументом $\alpha_b x$ следует заменить на соответствующие модифицированные функции Бесселя с аргументом $x\sqrt{-\alpha_b^2}$).

В пренебрежении отражением и поглощением быстрых нейтронов вне зоны b , плотность потока быстрых нейтронов в направлении

“наружу” на внешней границе b ($r = r_b$) равна результирующей плотности потока, т.е.

$$j_b = - \left[D^{(b)} \frac{\partial \Phi^{(b)}}{\partial r} \right]_{r=r_b}, \quad (5)$$

а на внешней поверхности d ($r = r_d$) равна

$$j_d(z) = j_b \frac{r_b}{r_d} = j_0 \frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)} \cos \left(\frac{\pi z}{H_b} \right), \quad (6)$$

где

$$F(r) = J_1(\alpha_b r) - \frac{J_0(\alpha_b R_b)}{N_0(\alpha_b R_b)} N_1(\alpha_b r). \quad (7)$$

Из вида (6), (7) следует, что роль бустера по отношению к основному реактору сводится к перенормировке плотности потоков внешних нейтронов на фактор $\frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)}$ с радиусом излучающей поверхности r_d .

Если ввести эффективную “пассивную”, “черную” мишень с радиусом r_d , плотностью потока излучаемых нейтронов $j_d(z)$ и полной интенсивностью излучения $n' = \frac{r_b}{r_d} \frac{F(r_b)}{F(r_a)} n$ нейтрон/сек, то при анализе

подкритических режимов теплового блока с без отражателя можно использовать ту же методику, что и в [2-4].

Мы не будем здесь повторять выкладки [2-4]. Отметим лишь, что при использовании параметров указанной эффективной мишени все конечные формулы [2-4], относящиеся к теплому реактору, остаются в силе. В частности, если ввести коэффициент выигрыша G_T , равный отношению выходной электрической мощности теплового реактора к мощности, потребляемой ускорителем, то выражение для G_T примет вид

$$G_T = C_1 \frac{\bar{\phi} \sigma_f m_c \chi_c}{r_d H_d}, \quad (8)$$

где C_1 – коэффициент, зависящий от энергии ускоренных протонов T_p , $\bar{\phi}$ – усредненное по зоне с значение величины $\Phi_c(r)/j_d(z)$, m_c – масса активного изотопа в зоне с, σ_f – сечение деления его ядер при тепловых энергиях, χ_c – КПД при преобразовании тепла в электричество.

Выходные характеристики рассматриваемой энергетической системы во многом определяются конфигурацией быстрого бустера b . В данной работе мы предполагали, что материальный параметр бустера соответствует материалному параметру реактора БН-350 при экстраполированной высоте активной зоны, равной аналогичной величине для основного блока c .

С учетом такого предположения экстраполированный радиус бустера R_b определяется из уравнения

$$\left(\frac{\xi}{R_b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_b}\right)^2 = \left(\frac{\xi}{R_{BN}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_{BN}}\right)^2, \quad (9)$$

где $\xi \approx 2,4048$ – первый корень функции $J_0(x)$, R_{BN} и H_{BN} – экстраполированные радиус и высота активной зоны БН-350.

Разумеется, подобный “деформированный” быстрый реактор по термодинамическим параметрам отличался бы от реального БН-350, однако в данной задаче компактность активной зоны b уже не имеет принципиального значения. (Энерговыведение в бустере, в принципе, может быть доведено до пренебрежимо малого уровня.)

В расчетах были использованы данные о БН-350 и одnogрупповые параметры ($M_b^2=300$ см², $D_b=1,6$ см) для быстрых реакторов, приведенные в [9].

Как и в [2-4], в качестве основных реакторов подкритической системы выбирались энергетические реакторы различных типов [10-11]. В каждом случае предполагаемая мишень a представляла собой цилиндр из неактивного материала радиусом $r_a = 8,5$ см (см.[2]). Энергия ускоренных протонов принималась равной 470 МэВ, с использованием данных [6] об интенсивности выхода нейтронов.

Рассмотрим энергетическую систему, включающую реконструированный реактор ВВЭР-1000 ($R=156$ см, $H=350$ см, $M^2 = 64,9$ см²). При условии (9), геометрический радиус зоны b оказывается в этом случае равным $r_b \approx 57,7$ см. Толщина области d должна соответствовать толщине корпуса высокого давления ВВЭР-1000, т.е. быть порядка 22 см [10]. Отсюда, для внешнего радиуса области d можно принять $r_d = 80$ см.

В предположении равномерного распределения массы m_0 активного изотопа в активной зоне ВВЭР-1000, можно определить его полную массу в зоне c : $m_c = m_0(R^2 - r_d^2)/R^2$ (при неизменности внешнего радиуса системы R).

На рис.2а,б представлены расчетные выходные характеристики рассмотренной системы в зависимости от величины эффективного коэффициента размножения k_{eff} для подсистем b и c . (Здесь и ниже предполагается, что непроизводительные потери мощности в протонном ускорителе составляют $2/3$ от потребляемой мощности.) Заметим, что $k_{eff}^{(b)}$ и $k_{eff}^{(c)}$ – величины, в принципе, независимые, однако в рамках данного подхода они одинаково влияют на уровень безопасности системы, и нет никаких оснований выбирать их отличными друг от друга.

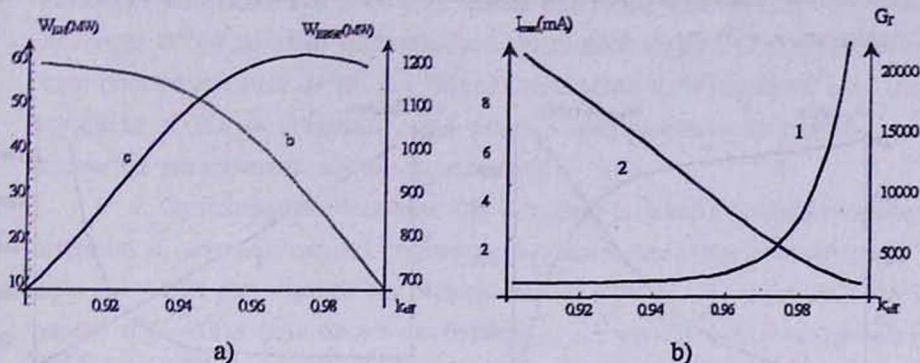


Рис.2а. Максимальные электрические мощности теплового блока (кривая c) и быстрого бустера (кривая b) в зависимости от k_{eff} для энергетической системы на основе ВВЭР-1000.

Рис.2б. Коэффициент выигрыша G_T (кривая 1) и ток ускорителя в максимальном режиме I_{max} (кривая 2) в зависимости от k_{eff} для энергетической системы на основе ВВЭР-1000.

На рис.2а приведены кривые, описывающие максимальную электрическую мощность основного реактора и быстрого бустера. Предельная мощность блока c определялась из условия $\Phi^{(c)}(r,z) \leq \Phi_{max}^{(0)}$, где $\Phi_{max}^{(0)}$ – максимальный поток нейтронов при работе ВВЭР-1000 в номинальном критическом режиме. При этом условии соответствующая максимальная мощность $W_{max}^{(b)}$ блока b рассчитывалась в предположении равенства полной массы делящегося материала m_b аналогичной величине в реакторе БН-350. Отметим, что с уменьшением m_b выделяемая мощность $W^{(b)}$ может быть доведена до сколь угодно малого уровня, без ущерба для основной функции бустера.

На рис.2б представлены зависимости от k_{eff} коэффициента выигрыша G_T и тока ускорителя в максимальном режиме I_{max} . Как следует из определения G_T (8), при расчете коэффициента выигрыша учитывалась лишь электрическая мощность теплового реактора. (Согласно данным

рис.2а, учет мощности $W^{(b)}$, даже в пределе максимальной загрузки бустера, может лишь незначительно увеличить данную величину.)

Результаты аналогичных расчетов для систем на основе жидко-солевого графитного бридера MSBR-1000 (1000 MW) и тяжеловодного реактора CANDU-6 (666 MW) приведены на рис.3а,б и рис.4а,б. Необходимо отметить, что, ввиду отсутствия резкого перепада в давлениях между блоками b и c , в указанных случаях можно было ограничиться относительно небольшой толщиной изолирующей области d . С учетом $r_b \approx 57$ см для обеих систем, соответствующие радиусы r_d принимались равными $r_d = 70$ см.

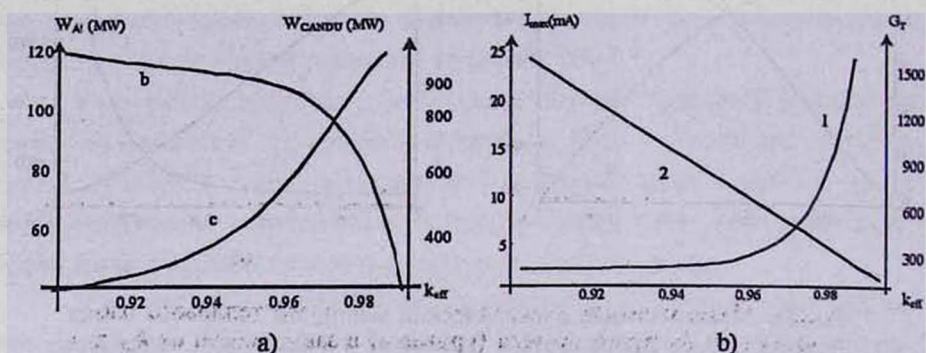


Рис.3. То же, что на рис.2, для энергетической системы на основе MSBR-1000.

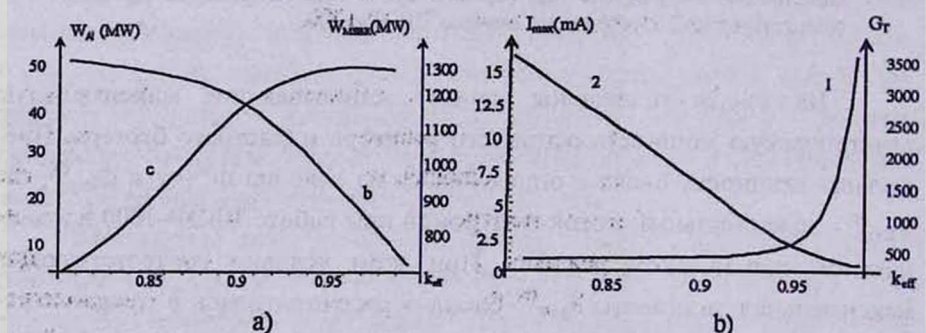


Рис.4. То же, что на рис. 2, для энергетической системы на основе CANDU-6.

Отметим ряд принципиальных преимуществ систем рассмотренного типа по сравнению с аналогичными системами без промежуточного быстрого реактора [2-4].

1. Существенно большие предельные мощности во всем диапазоне значений k_{eff} . Например, при $k_{eff} = 0,98$ для систем с ВВЭР-

1000 (без учета мощности бустера) $W_{max}^{el} \approx 1130$ MW (см. рис. 2а), в то время как для той же системы без бустера $W_{max}^{el} \approx 460$ MW [2]. И это с учетом того факта, что объем активной зоны с в первом случае составляет лишь $(R^2 - r_d^2)/R^2 \approx 0,74$ объема активной зоны серийного ВВЭР-1000. Причина подобного эффекта заключается в более благоприятной форме распределения нейтронного потока в зоне с при фиксированном k_{eff} . Так, одно лишь присутствие кадмиевого слоя на цилиндрической поверхности с радиусом $r_d = 80$ см обеспечивает отрицательную реактивность $\rho \approx -0,1$. Таким образом, уже при $k_{eff} \approx 0,9$ распределение $\Phi^{(c)}(r)$ должно описываться функцией $J_0(\alpha_d r)$. С увеличением k_{eff} пик распределения $\Phi^{(c)}(r)$ все более смещается к периферии (см. рис.5), приводя к выравниванию поля потока нейтронов (следствием чего и является увеличение энерговыделения).

2. Существенно большие (на порядок и более) коэффициенты выигрыша и, соответственно, существенно меньшие токи ускорителей. Так, при $k_{eff} = 0,98$ для систем на основе ВВЭР-1000 $G \approx 87$ (для простой системы) и $G_T = 1418$ (для блока с бустером, см. рис.2б). В последнем случае ток протонного ускорителя составляет (при $W_{max}^{el} \approx 1130$ MW) всего лишь 0,57 мА, что значительно ниже уже достигнутого уровня [12].

3. Возможность (и эффективность) режимов работы при существенно меньших значениях k_{eff} , т.е. при значительно более высоком

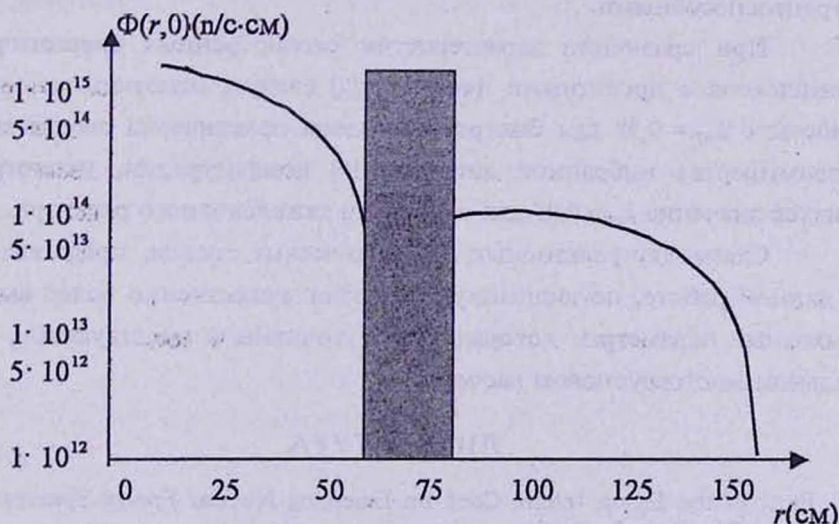


Рис.5. Распределения нейтронного потока $\Phi(r,0)$ в зонах b и c для энергетической системы на основе ВВЭР-1000 при $k_{eff} = 0.95$.

уровне безопасности энергетического комплекса. Если для простых систем с серийными реакторами [2] значение $k_{eff} = 0,98$ можно считать нижним пределом при приемлемой эффективности работы комплекса (за исключением блоков с уникальным реактором MSBR-1000), то для рассмотренных систем уровень подкритичности может быть многократно увеличен. В частности для ВВЭР-1000 оказываются вполне эффективными рабочие режимы с $k_{eff} = 0,90 + 0,95$, а для MSBR-1000 — даже с $k_{eff} = 0,85 + 0,90$ (см. рис.2,3)

Достаточно оптимистической выглядит и ситуация с серийными тяжеловодными реакторами. Напомним, что в работах [2-4] был сделан вывод о нецелесообразности их использования в подкритическом режиме, в основном, ввиду относительно большой мощности, расходуемой в ускорительном блоке. Однако, при использовании быстрого бустера выходные характеристики комплекса, включающего реактор CANDU-6 (рис.4 а,б) оказываются на уровне лучших однореакторных систем [2-4]. Более того, в связи с менее резкой зависимостью в данной задаче выходных параметров от k_{eff} , представляются приемлемыми и режимы работы CANDU-6 с $k_{eff} = 0,95 + 0,96$, что для большинства однореакторных систем выглядит проблематичным [2-4]. В итоге, с учетом всех преимуществ [10-11] тяжеловодных реакторов, подкритические системы описанного типа на их основе могут оказаться вполне конкурентоспособными.

При сравнении характеристик рассмотренных энергетических комплексов с проектными данными [7] следует отметить, что режим работы с $k_{eff} = 0,99$ для быстрого реактора практически сводит на нет преимущества выбранной авторами [7] конфигурации, несмотря на низкое значение $k_{eff} = 0,95$ для основного тяжеловодного реактора.

Схема двухреакторных подкритических систем, представленная в данной работе, по-видимому, допускает существенно более высокие выходные параметры, которые будут уточнены в последующем, в детальном многогрупповом расчете.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. 24-28 June 1996. Obninsk, Russia.
2. В.М.Жамкоян, А.Г.Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 31 (1998).
3. В.М.Жамкоян, А.Г.Худавердян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 141 (1998).
4. A.G.Khudaverdyan, V.M.Zhamkochyan. Preprint ICTP TC/IR/98/1, 1998.
5. В. С. Барашенков. Препринт ОИЯИ Р2-94-56, 1994.

6. Ю.М.Ало и др. Препринт ИФВЭ 94-29, 1994.
7. O.V.Shvedov et al. Status report IAEA-TECDOC-985, p.313 (1997).
8. H.Daniel, Yu.V.Petrov. Nucl. Inst. and Meth., A373, 131 (1996).
9. А. Уолтер, А. Рейнольдс. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. М., Энергоиздат, 1986.
10. Б.А.Дементьев. Ядерные энергетические реакторы. М., Энергоатомиздат, 1990.
11. V.Pivovarov. Preprint ICTP H4.SMR/1056-31, 1998.
12. H.Klein. Proc. of the 1994 Intern. Linac Conf., 21-26 Aug. 1994. Tsukuba, Japan, v.1, p.322.

ԱՐԱԳԱՅՈՒՑՉՈՎ ԿԱՌԱՎԱՐՎՈՂ ԵՐԿՈՇԱԿՏՈՐԱՅԻՆ ԵՆԹԱԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍԱԿԱՐԳԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

Ս.Ա. ԲԶՆՈՒՆԻ, Վ.Մ. ԺԱՄԿՈՉՅԱՆ, Վ.Ր. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Գ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ

Դիտարկված են արագացուցչով կառավարվող ենթակրիտիկական էներգետիկ համակարգեր, որոնք ներառում են հիմնական ջերմային մեխանիզմներով ռեակտոր -- արագ մեխանիզմներով բուստեր: Ցույց է տրված, որ գոյություն ունեցող ռեակտորային բլոկների օգտագործմամբ, այսպիսի համակարգերի բավականին բարձր բնութագրերը հասանելի են արագացուցչային տեխնիկայի ժամանակակից մակարդակին:

ON THE PARAMETERS OF BIREACTOR SUBCRITICAL COMPLEXES DRIVEN BY ACCELERATORS

S.A. BZNOUNI, V.M. ZHAMKOCHYAN, V.R. NAZARYAN, A.G. KHUDAVERDYAN

Accelerator driven subcritical power complexes are considered containing fast booster reactor and main reactor on thermal neutrons. It is shown that very high characteristics of such systems are available at contemporary level of the accelerator technique with the use of existing reactor units.