

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ МНОГОЧАСТИЧНОЙ ПРЕДРАВНОВЕСНОЙ ЭМИССИИ

Ю.М. Мартиросян

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Проведено систематическое сравнение результатов расчетов по экситонной модели многочастичного предравновесного распада с экспериментальными спектрами нуклонов из реакций (p, xn) , (p, xp) , (n, xp) и (n, hr) в диапазоне энергий налетающих частиц от 10 до 60 МэВ.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных ядерных технологий, в том числе проектирование ядерных установок, в которых используются подкритические реакторы и ускоритель (ADS), выдвигает новые требования к объему ядерных данных. Кроме того, ядерные данные необходимы для понимания фундаментальных процессов физики ядра, ядерных реакций.

В данной работе описаны результаты расчета спектров нуклонов из реакций (p, xn) , (p, xp) , (n, xp) и (n, hr) .

Ранее [1] для этой цели использовались две модели: экситонная (ЭМ) [2] и гибридная с моделированием по методу Монте-Карло (HMS), предложенная в работе [3].

Практическим недостатком классической экситонной модели является возможность расчета испускания только одной предравновесной частицы. В то же время, как показывает анализ результатов расчетов каскадной стадии реакции, энергии возбуждения остаточных ядер достаточны для последовательного испускания нескольких предравновесных частиц. Поэтому использование экситонной модели приводит к заведомому завышению энергий возбуждения равновесных остаточных ядер, что отрицательно влияет на результаты расчетов сечений деления.

Выходом из создавшейся ситуации могло бы быть использование модели HMS, предусматривающей многочастичную предравновесную эмиссию и использующей только двух- и трехэкситонную плотность состояний. Усложнение конфигураций в HMS происходит за счет увеличения количества трехквaziчастичных состояний. Авторы [4] утверждают, что подход HMS можно внедрить в модель внутриядерного каскада «подхватывая каждый посткаскадный нуклон и ... последовательным образом избегая двусмысленности по отношению к числу экситонов».

Однако для внедрения данной модели в нашу схему расчетов пришлось отказаться от ее основной идеи – начальная частично дырочная конфигурация всегда состоит из двух частиц и одной дырки ($2p1h$). Кроме того, часто оказывалось невозможным описать реальный набор конфигураций, полученный после внутри-

© Ю.М. Мартиросян, 2006

ядерного каскада, с помощью комбинаций $2p1h$ -состояний. Действительно, каскадный нуклон может создать, например, состояние $9p0h$, которое невозможно представить через $2p1h$. Нам кажется, что скорее всего, гибридная модель, несмотря на всю ее привлекательность, является альтернативой модели внутриядерного каскада, а не ее дополнением.

Для дальнейшего совершенствования модели перехода составной системы к статистическому равновесию мы ввели в экситонную модель возможность расчета многочастичной последовательной эмиссии частиц.

В статье описаны результаты расчетов спектров многочастичной предравновесной эмиссии с помощью новой экситонной модели предравновесного распада (модель МСР) [1].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для реакций (p, xp) , (p, xp) , (n, xp) и (n, xp) в диапазоне энергий налетающих частиц от 10 до 60 МэВ получены спектры нуклонов. Эти результаты сравнивались с экспериментальными данными из [5–17] и компьютерной библиотеки EXFOR. Параметры модели не варьировались ни для одного случая.

Реакция (n, xp) . Примером весьма успешного использования модели может служить сравнение данных, приведенное на рис. 1 для широкого диапазона налетающих нейтронов – от 25 до 63 МэВ. Отметим, что речь идет только об описании жесткой части спектров протонов в этих реакциях, которая, как принято считать, начинается после излома энергетической зависимости спектра. На рис. 1 отчетливо виден излом формы спектра при энергиях вылетающих протонов 12–13 МэВ. Для меньших энергий протонов спектры рассчитываются по статистической модели (модель составного ядра). В задачу данной работы такие расчеты не входят. Более того, мы здесь не намерены добиваться детального согласия расчетов с экспериментальными данными еще по одной причине. В принятой нами схеме расчетов используется модель внутриядерного каскада, ответственная за начальную стадию реакции, т.е. за формирование спектра вылетающих частиц после пер-

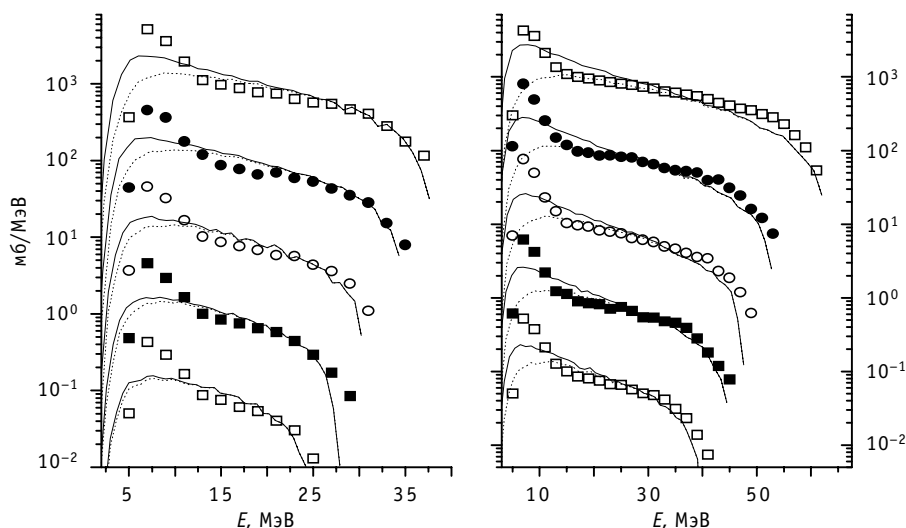


Рис. 1. Спектры протонов из реакции $^{59}\text{Co}(n, xp)$ при разных энергиях налетающих нейтронов: слева 28, 31, 34, 37 и 41 МэВ (снизу вверх); справа 45, 49, 54, 63 МэВ (снизу вверх); символами показаны экспериментальные данные [6], линии – результаты расчетов по модели МСР; штриховые кривые показывают вклад первого протона

вых столкновений внутри ядра и за формирование частично дырочных конфигураций, в том числе для составного ядра. С другой стороны, как видно из рис. 1, а также из дальнейшего рассмотрения, модель МСР может быть использована в первом приближении как самостоятельная модель для описания жесткой части спектров.

Систематическая экспериментальная информация о спектрах протонов из реакции (n, xp) ограничивается приведенными выше данными.

Имеющиеся экспериментальные спектры протонов описываются предравновесной моделью МСР в широком диапазоне их энергий от излома спектра до максимальных энергий.

Реакция (n, xn) . Сравнение результатов расчетов спектров нейтронов из реакции (n, xn) проведено для энергий 8, 14, 20 и 26 МэВ. Следует отметить, что указанная реакция не очень представительна для тестирования предравновесной модели из-за наличия в ее механизме процесса прямого возбуждения коллективных уровней.

При низких энергиях нейтронов, когда вклад неравновесных процессов в суммарное сечение реакции сравнительно мал, в экспериментальных данных отсутствует характерный перелом, свидетельствующий об изменении механизма реакции, и о работоспособности МСР можно судить лишь качественно. Однако даже в этом случае описание жесткой части спектров для ядер в диапазоне массовых чисел от 59 до 209 является удовлетворительным.

По мере увеличения энергии налетающего нейтрона и увеличения массового числа ядра-мишени, в экспериментальных спектрах уже отчетливо видно изменение типа энергетической зависимости. Как показано на рис. 2, для ядра ^{51}V энергетическая зависимость неравновесных процессов практически не видна, а для ^{209}Bi — проявляется отчетливая «ступенька» для энергий вылетающих нейтронов, больших 5 МэВ. Изменение энергии нейтрона с 14 до 20 МэВ приводит к отчетливому проявлению неравновесных процессов в экспериментальных данных, при энергиях вылетающих нейтронов ниже 5–6 МэВ наблюдается превышение экспериментальных данных над расчетными результатами предравновесной модели из-за неучета в вычислениях статистической стадии реакции.

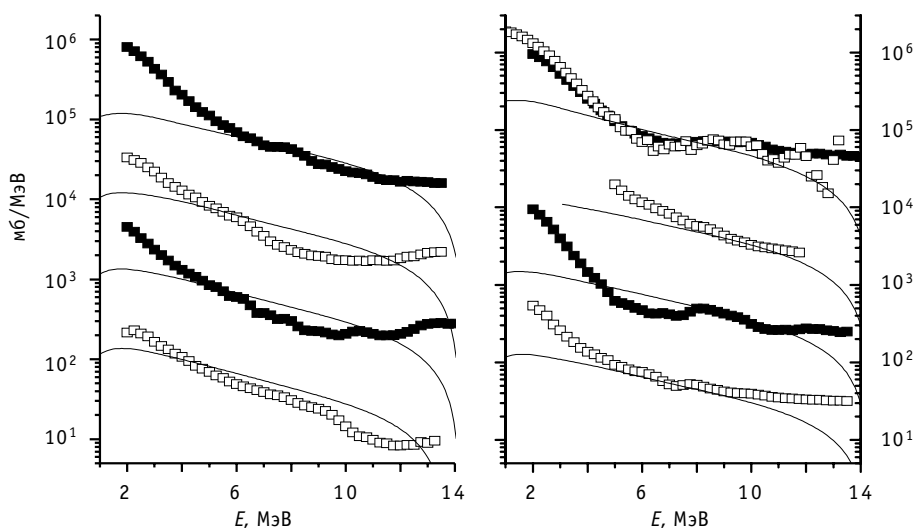


Рис. 2. Спектры нейтронов из реакции (n, xn) при энергии налетающих нейтронов 14 МэВ: слева для ядер-мишеней ^{51}V , ^{55}Mn , ^{59}Co и ^{93}Nb (снизу вверх), справа — ^{127}I , ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{209}Bi (снизу вверх); символами показаны экспериментальные данные [9, 10], линии — результаты расчетов по модели МСР

В экспериментальных спектрах реакции (n, xn) при энергиях налетающих нейтронов 26 МэВ отсутствуют данные о мягких (<12 МэВ) частях спектров испущенных нейтронов, но детально промерены спектры для энергий, близких к максимальным энергиям вылетающих нейтронов. В диапазоне энергий 12–18 МэВ предравновесная модель дает весьма удовлетворительное описание экспериментальных данных, но в то же время для энергий > 18 –20 МэВ наблюдается расхождение результатов расчета с экспериментом. Если вернуться к рис. 2, то можно видеть такой же эффект и для энергий 14 и 20 МэВ. Указанное расхождение имеет две причины: в экспериментальных данных присутствует пик упругого рассеяния, не учитываемый в расчетах, и в расчетах не учтено прямое возбуждение коллективных уровней ядер-мишеней.

Предравновесная модель МСР с параметрами такими же, как для реакции (n, xp) , не в состоянии описать экспериментальные спектры нейтронов в широком диапазоне их энергий. По мере роста энергий налетающих нейтронов различия расчетных и экспериментальных данных становятся все значительнее и диапазон энергий, где это различие наблюдается, более широким, уходясь в область меньших энергий. Кажется очевидным, что учет прямого возбуждения коллективных уровней не сможет устранить наблюдаемые различия.

Третья реакция, представляющая интерес с точки зрения верификации предравновесной модели, – это **реакция (p, xp)** . Обзор имеющихся экспериментальных данных свидетельствует о том, что имеются данные о спектрах вылетающих нейтронов для большого количества ядер-мишеней от ^{27}Al до ^{209}Bi и для энергий налетающих протонов от 8 до 120 МэВ. Отметим, что количество экспериментальных данных об указанной реакции наибольшее из всех нуклон-нуклонных реакций.

Логично начинать сравнение и анализ результатов расчета с экспериментом от самых маленьких энергий, где вклад предравновесного механизма реакции начинает увеличиваться от незначительных величин, но не заходить в область достаточно больших энергий (скажем, более 50 МэВ), где, согласно принятому нами подходу, определяющую роль в неравновесном механизме реакции играет внутриядерный каскад.

Сравнение результатов расчетов по модели МСР с экспериментальными данными о спектрах нейтронов из реакции (p, xp) при $E_p=9$ МэВ приведено на рис. 3 для большого количества ядер-мишеней.

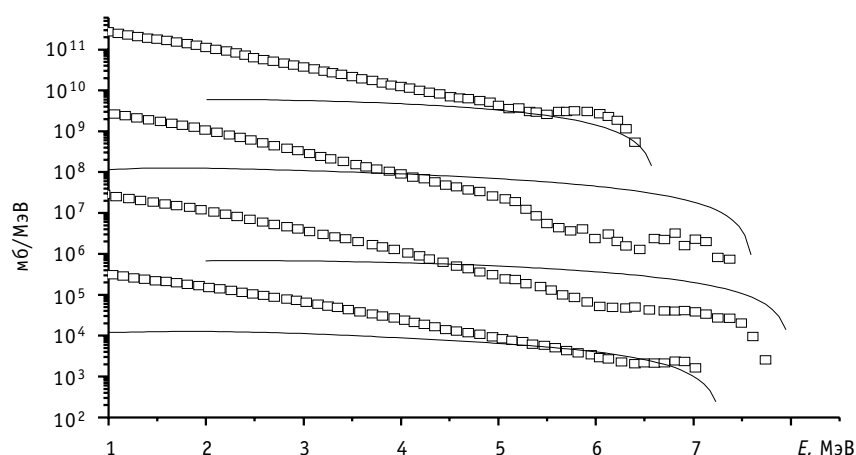


Рис. 3. Спектры нейтронов из реакции (p, xp) при энергии налетающих протонов 9 МэВ для ядер мишеней ^{94}Zr , ^{109}Ag , ^{119}Sn и ^{122}Sn (снизу вверх); символами показаны экспериментальные данные [12], линии – результаты расчетов по модели МСР

Наряду с удовлетворительным согласием результатов расчетов с экспериментальными данными во многих случаях наблюдается неожиданно большое превышение расчетного вклада предравновесных процессов в спектр нейтронов. В частности, для ядер-мишеней ^{113}Cd , ^{109}Ag , $^{117,119}\text{Sn}$ и ^{181}Ta . У всех перечисленных ядер одно общее свойство – число нуклонов нечетное. Ранее на рис. 1–2 мы подобный эффект не наблюдали. Более того, в зарядово-обменной реакции (п, хр), противоположной рассматриваемой реакции (р, хп), на рис. 1 фигурировали именно ядра с нечетным числом нуклонов и так называемые четно-нечетные эффекты не наблюдались.

В целом получено удовлетворительное описание измеренных спектров нейтронов и спектров, рассчитанных по модели МСР с набором параметров таким же, как и для реакции (п, хр). В то же время, для A -нечетных ядер в диапазоне массовых чисел $A = 100\text{--}120$ имеются значительные превышения результатов расчета над экспериментальными данными в достаточно широкой области энергий вылетающих нейтронов. Эти различия имеют систематический характер по энергии налетающих протонов от 9 до 45 МэВ. С другой стороны, для всех остальных ядер имеется систематическое согласие во всем указанном диапазоне энергий. Естественным объяснением [13] наблюдаемых различий являются четно-нечетные эффекты в плотности частично дырочных состояний. Это объяснение является приемлемым в случае использования только предравновесной модели для расчетов жесткой части спектров и если начальная конфигурация фиксирована как $2p1h$. Если же начальная конфигурация состоит из большего числа квазичастиц, то введение поправок не требуется.

Реакция (р, хр). Экспериментальные данные о спектрах протонов из этой реакции весьма немногочисленны, как и для предыдущей реакции с вылетом протонов. Нами обнаружено фактически одно систематическое экспериментальное исследование спектров данной реакции [17]. Его ценность заключается в том, что измерены спектры для широкого диапазона энергий налетающих протонов (29–62 МэВ) и для ядер-мишеней от легкого ядра ^{27}Al до тяжелого ядра ^{209}Bi . Сравнение результатов расчетов спектров протонов по модели МСР с указанными экспериментальными данными приведено на рис. 4.

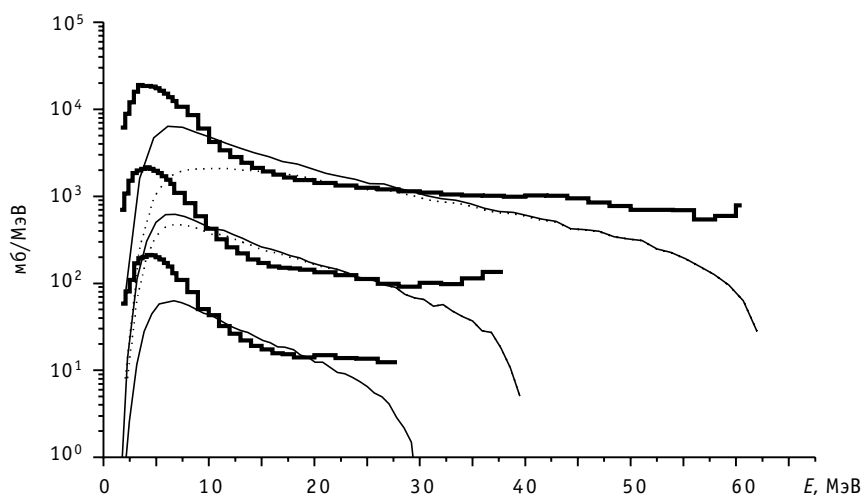


Рис. 4. Спектры протонов из реакции (р,хр) при энергии налетающих протонов 29, 39 и 62 МэВ для ядра-мишени ^{54}Fe (снизу вверх): гистограммами показаны экспериментальные данные [17], линиями – результаты расчета по модели МСР: штриховые линии – вклад первого протона

Сравнение и анализ данных показывают, что по мере увеличения энергии налетающих протонов от 29 до 62 МэВ вклад неравновесной компоненты в сечение реакции систематически увеличивается, с одной стороны, и, с другой стороны, увеличиваются различия между расчетом и экспериментальными данными в области больших энергий вылетающих протонов. Так, превышение экспериментального спектра над расчетным спектром для энергии 29 МэВ начинается за 10 МэВ от максимальной энергии, а для 62 МэВ – за 30 МэВ. Здесь, как и для других случаев, описание мягкой части спектров нас не интересует.

На первый взгляд, исключение составляют ядра ^{197}Au и ^{209}Bi , для которых наблюдается значительное расхождение результатов расчетов с измеренными спектрами даже в той области энергий вылетающих протонов, где «работает» предравновесная модель – 10-20 МэВ. Однако, если нормировать (или подогнать) результаты расчетов в этой области энергии, во всех четырех случаях ситуация станет схожей с рис. 4.

К сожалению, в библиотеке EXFOR для сильно различающихся по массе ядер ^{27}Al , ^{89}Y и ^{120}Sn приведены данные только для одной энергии налетающих протонов – 62 МэВ. Тем не менее, их сравнение с расчетами подтверждает выводы, сделанные по предыдущим ядрам и энергиям данной реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью новой экситонной модели предравновесного распада (модель MCP) рассчитаны спектры многочастичной эмиссии в процессе установления статистического равновесия. Проведено систематическое сравнение результатов расчетов с экспериментальными спектрами нуклонов из реакций (p, xn) , (p, xp) , (n, xn) и (n, xp) в диапазоне энергий налетающих частиц от 10 до 60 МэВ для ядер мишеней от ^{27}Al до ^{209}Bi .

Выражаю благодарность за сотрудничество в написании статьи О.Т Грудзевичу и С.Г. Явшицу.

Литература

1. Yavshits S.G. *e.a.* // Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Tech., Santa Fe, New Mexico, 2004. – P. 1221-1224.
2. Griffin T.T. // Phys. Rev. Letters. – 1966. – V. 17. – P. 478.
3. Blann M. // Phys. Rev.. – 1996. – C54(3). – P. 1341.
4. Blann M., Chadwick M.B. // Phys. Rev. – 1998. – C57(1). – P. 233.
5. Fu C.Y. // Nucl. Sci. Eng. – 1984. – 86. – P. 344.
6. Benck S. *e.a.* // Phys. Rev. – 1998. – C58(3). – P. 1558.
7. Kokooo L. *e.a.* // Nucl. Sci. Eng. – 1999. – 132(1). – P. 16.
8. Vonach H. *e.a.* // ZFK-382. – 1979. – P. 159.
9. Симаков С. и др. // Ядерные константы. – 1992 (4). – С. 74.
10. Hermsdorf D. *e.a.* // KE, 19. – 1976. – P. 241.
11. Marinkovski A. *e.a.* // Nucl. Phys. – 1998. – A633. – P. 446.
12. Ловчикова Г. и др. // Ядерная физика. – 1980 (31). – С. 1.
13. Grimes S. *e.a.* // Phys. Rev. – 1976. – C13. – P. 2224.
14. Blann M. *e.a.* // Nucl. Phys. – 1976. – A257. – P. 15.
15. Mordhorst E. *e.a.* // Phys. Rev. – 1986. – C34. – P. 103.
16. Harder K. *e.a.* // Phys. Rev. – 1987. – C36. – P. 834.
17. Bertrand F.E. *e.a.* // Phys. Rev. – 1973. – C8. – P. 1045.

Поступила в редакцию 15.02.2006

УДК 621.039.53

Calculated Analysis of WWER Type Fuel Cladding \A.V. Korzunin, S.A. Subbotin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 5 pages, 2 illustrations, 3 tables. – References – 4 titles.

Change of specific radioactivity of WWER reactor type fuel cladding was estimated. Analysis of the contribution of nuclides was performed. This analysis includes consideration them as activation products of the nuclides of the initial chemical elements. Substantiation of re-use of this cladding(alloy) as MOX-fuel cladding was proposed.

УДК 539.125.523.348

Modeling of the Multiparticle Preequilibrium Nucleon Emission \J.M. Martirosyan; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 6 pages, 3 illustrations. – References – 4 titles.

New exciton model of preequilibrium decay (MCP), that allows to compute the spectra of multiparticle emission during the establishment of statistical equilibrium, is proposed. Testing of the offered model in comparison with results of calculations on the basis of classical exciton model for the one preequilibrium nucleons – neutron and/or proton is executed. Reliability of multiparticle preequilibrium emission spectra is qualitatively estimated.

УДК 539.125

Calculation of Multiparticle Preequilibrium Emission Spectra \J.M. Martirosyan; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 6 pages, 4 illustrations. – References – 17 titles.

Systematic comparison of the results of calculations on the basis of exciton model of multiparticle preequilibrium decay with the experimental spectra of nucleons from (p, xn), (p, xp), (n, xn) and (n, xp) reactions in a wide projectile energy region from 10 up to 60 MeV for targets from ²⁷Al up to ²⁰⁹Bi was carried out.

УДК 621.039.52

Comparison of Ball-Poured Core with Pin-Holder Core of the Sodium-Cooled Fast Reactor \G.B. Usynin, A.A. Kravchenko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 9 pages, 3 illustrations, 2 tables. – References – 7 titles.

The ball-poured located in a tank and supported by hydrodynamic force of the coolant at a level of the top abutment lattice is considered. Simplicity of the design and small size of the fuel element allow to reprocess it immediately after extraction from the core at the nuclear plant size. Layer thickness, fuel composition and the design of the fuel element are defined by the following factors: maintenance of the criticality, required level of power, necessity of breeding. The ball-poured core with traditional pin-holder core are compared.

УДК 621.039.56

The System of Monitoring of the Under-Critical Condition of the Industrial Uranium-Graphite Reactor: the Results of Tests \V.V. Shidlovskiy, P.M. Gavrilov, A.A. Thiganov, A.G. Kohomskij, V.B. Chukanov, M.V. Antonenko, I.V. Shamanin, V.N. Nesterov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 7 pages, 7 illustrations. – References – 2 titles.

The description of the system of monitoring of the under-critical condition of the Industrial Uranium-Graphite Reactor (PUGR) and modes of its operation are listed. The technique of check of pulse channels and definitions of their operational factors are stated. The fast power factor of reactivity was estimated. As a result of carrying out the experiments on dump of rods in under-critical condition of reactor parameters of translation of a reactor into under-critical condition have been estimated. The plan of carrying out the minimization of influence of spatial effects and increase of accuracy of definition of parameters of this fast process were offered and realized.