

О ПОДКРИТИЧЕСКОМ НЕЙТРОННОМ УСИЛИТЕЛЕ НА ОСНОВЕ ОБОГАЩЕННОГО УРАНА

В.А.Бабенко¹, Л.Л.Енковский¹, В.Н.Павлович², Е.А.Пупирин³

¹Институт теоретической физики НАНУ, г.Киев, Украина

²Институт ядерных исследований НАНУ, г.Киев, Украина

³Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, г.Киев, Украина

Досліджено модель нейтронного підсилювача у вигляді сферичної підкритичної системи із збагаченого урану з точковим джерелом нейтронів, розміщеним у її центрі. За допомогою програми MCNP-4C, збудованої на методі Монте-Карло, отримані залежності коефіцієнту підсилення потоку нейтронів та коефіцієнту енергетичного підсилення від збагачення урану, від енергії джерела та від ефективного розмноження системи. Результати розрахунків показують, що навіть проста однозонна підкритична система дозволяє отримати підсилення по потоку нейтронів на 1...2 порядки, а по енергії – на 2...3 порядки. Модель може служити прототипом інтенсивного джерела нейтронів а також автономної енергетичної установки.

Исследована модель нейтронного усилителя в виде сферической подкритической системы из обогащенного урана с точечным источником нейтронов, помещенным в ее центре. С помощью программы MCNP-4C, основанной на методе Монте Карло, получены зависимости коэффициента усиления потока нейтронов и коэффициента энергетического усиления от обогащения урана, от энергии источника и от эффективного коэффициента размножения системы. Результаты расчетов показывают, что даже простая однозонная подкритическая система позволяет получить усиление по потоку нейтронов на 1...2 порядка, а по энергии – на 2...3 порядка. Модель может служить прототипом интенсивного источника нейтронов, а также автономной энергетической установки.

Neutron amplifier model as spherical subcritical system of enriched uranium with neutron point source placed in the system center is studied. By the program MCNP-4C based on Monte-Carlo method were obtained dependencies of neutron flux coefficient of amplification and of energy gain coefficient on the uranium enrichment, on the source energy and on the effective coefficient of system propagation. The calculation results demonstrate that the simple one-zone subcritical system allows to obtain the gain on the neutron flux by 1...2 orders and on the energy gain by 2...3 orders. The model may be considered as the prototype of the intensive source of neutrons and also of the independent power plant.

Разработка новых источников нейтронов с высокими выходными потоками является важной задачей как для ядерно-физических исследований, так и для внедрения новых технологий в ядерную энергетику. Например, выжигание радиоактивных долгоживущих трансурановых элементов может значительно упростить проблему захоронения отработанного топлива. Этот процесс, однако, требует величин потоков нейтронов, которые на несколько порядков превышают достижимые в настоящее время. Решение этой проблемы может быть связано с разработкой нейтронных усилителей на основе делящихся материалов.

Известно, что подкритические системы из делящихся материалов способны размножать нейтроны внешнего источника. Сборка из хорошо оптимизированной подкритической системы и мощного "внешнего" источника позволяет получить поток нейтронов, значительно превышающий обычные нейтронные потоки в исследовательских реакторах. Этот вывод сделан на основе исследований систем, управляемых ускорителем (ADS – accelerated driven system), в которых предполагается получение потоков нейтронов порядка $10^{15}...10^{16}$ н/см²с [1-3].

Данная работа посвящена исследованию свойств подкритической системы, состоящей из обогащенного урана, касающихся усиления потока нейтронов от внешнего источника и энергетического усиления в зависимости от состава системы и энергии нейтронов источника. Основными вопросами при изучении

усиления поля нейтронов с помощью подкритическихборок являются выбор "внешнего" источника и определение оптимального состава и геометрии подкритической системы.

В настоящее время существуют две возможности получения нейтронов при взаимодействии ускоренных заряженных частиц с веществом: с помощью синтеза и с помощью "обдирки" ("spallation"). Для наших расчетов мы выбрали источник нейтронов с энергией 14 МэВ, которые получают в D-T реакции, как наиболее доступный технически, с одной стороны, и для которого все нейтронные сечения хорошо известны и собраны в соответствующих библиотках. Для некоторых расчетов были использованы также источники нейтронов с другими значениями энергии.

Нейтроны обдирки, как известно, имеют достаточно широкий энергетический спектр, максимум которого, например, для случая пучка протонов с энергией

~1 ГэВ лежит в области 150...200 МэВ. Нейтронные сечения в этой области, однако, известны недостаточно точно и не для всех необходимых нуклидов. Кроме того, не существует подготовленных для расчетов библиотек нейтронных сечений в этой области энергий. Поэтому проводить расчеты с источником нейтронов "обдирки" затруднительно, хотя поток нейтронов, получаемых в процессе взаимодействия быстрых заряженных частиц с ядрами тяже-

лых металлов, может быть гораздо больше, чем полученный в D-T реакции.

Помимо выбора источника нейтронов, другим важным вопросом в исследовании такого рода подкритической сборки является оптимизация параметров подкритической системы – как с точки зрения получения максимального коэффициента усиления потока нейтронов (или коэффициента энергетического усиления, в зависимости от целей создания системы), так и с точки зрения удешевления всей сборки. В большинстве исследованных ADS-системах коэффициент усиления не превышает нескольких десятков, так что повышение коэффициента усиления подкритической системы является достаточно важным вопросом для дальнейших исследований. Так, в работе Даниэля и Петрова [4] была предложена подкритическая система, состоящая из двух зон с различными коэффициентами размножения бесконечной среды k_{∞} . В [4] предлагается внутреннюю зону, так называемый бустер, выполнять из материала с $k_{\infty} > 1$, а внешнюю зону – из материала с $k_{\infty} < 1$ так, чтобы эффективный коэффициент размножения всей системы не превышал единицы. В такой системе энергетический коэффициент усиления источника нейтронов, согласно [4], может составлять величину от 300 до 500 в зависимости от геометрии системы. При этом следует отметить, что в работе [4] все оценки были выполнены в одностороннем диффузионном приближении, вследствие чего не учитывалась возможность размножения на быстрых нейтронах, которая может быть существенна для нейтронов с энергией 14 МэВ, не говоря уже о нейтронах "обдирки" с энергией 150...200 МэВ.

Для более детального изучения свойств подобных подкритических систем целесообразно провести вычислительный эксперимент, полностью моделирующий рассматриваемую систему. При выборе моделируемой системы следует руководствоваться следующими соображениями.

Во-первых, система должна быть подкритичной настолько, чтобы удовлетворять требованиям регулирующих органов к полностью безопасным системам. То есть, она должна обладать эффективным коэффициентом размножения, не превосходящим $k_{\text{eff}} = 0.97$. Естественно, промоделировать можно также системы с большим k_{eff} , прежде всего для оценки возможной выгоды такого увеличения.

Во-вторых, система для удешевления должна по возможности содержать минимальное количество делящегося материала (урана-235). Для этого нужно использовать наиболее эффективные отражатели, в первую очередь, бериллий, в котором достаточно эффективно идет реакция $(n,2n)$, и наиболее оптимальное соотношение количества делящегося материала и замедлителя.

В третьих, целесообразно рассмотреть однозонные, двухзонные, ... многозонные системы с отражателем или без него с целью однозначного ответа на вопрос о влиянии количества зон и их k_{∞} на общий коэффициент усиления системы.

В настоящей работе приведены результаты первого этапа исследований подобного рода систем, а

именно: рассмотрено усиление потока нейтронов подкритической гомогенной сферической сборкой без отражателя, состоящей из обогащенного урана. Главной целью изучения этой системы является установление основных закономерностей поведения коэффициентов усиления по потоку и энергии в зависимости от основных характеристик сборки, таких как ее химический состав, характеризуемый в данном случае степенью обогащения по изотопу U^{235} , а также энергия нейтронов внешнего источника и эффективный коэффициент размножения системы. Исследование подобной сборки весьма полезно для понимания свойств усиления и для оптимизации параметров более сложных систем, поскольку оказывается, что даже такая простая система обнаруживает ряд нетривиальных особенностей в отношении усиления потока нейтронов источника, в частности, может иметь место немонотонное поведение коэффициентов усиления в зависимости от степени обогащения по урану-235.

В качестве "внешнего" источника нами выбран точечный изотропный источник нейтронов с энергией 14 МэВ, который помещен в центр сферической подкритической сборки. Реальный источник нейтронов, получаемых в D-T реакции, естественно, не является ни изотропным, ни моноэнергетическим, однако выбранная упрощенная модель источника является достаточно типичной и часто используется для оценочных расчетов. Кроме того, нами проведен ряд расчетов для случая источников нейтронов другой энергии. Геометрический размер (радиус) сборки определяется, исходя из условия, чтобы эффективный коэффициент размножения системы был равен заданному значению, меньшему единицы, но близкому к ней – то есть, сборка должна быть слабо подкритичной. Вычисление коэффициентов усиления и других физических характеристик системы проводилось с помощью программы расчета переноса нейтронов методом Монте-Карло MCNP-4C [5]. При этом использовалась библиотека ядерных данных ENDF/B-VI.

Итак, будем рассматривать однозонную сферическую сборку, состоящую из обогащенного урана, для которой зафиксируем эффективный коэффициент размножения системы равный 0.99 - $k_{\text{eff}} = 0.99$. В зависимости от изменения обогащения по изотопу уран-235 w_{U235} будет меняться радиус сборки R , чтобы получить для системы заданное значение $k_{\text{eff}} = 0.99$. С уменьшением обогащения w_{U235} будет уменьшаться коэффициент размножения бесконечной среды k_{∞} , а потому для достижения значения $k_{\text{eff}} = 0.99$ радиус системы будет возрастать. Расположенный в центре сборки источник нейтронов, как уже отмечалось, будем считать изотропным и моноэнергетическим и примем его энергию E_0 равной 14 МэВ. Основными физическими величинами, которые нас интересуют для данной системы, являются коэффициенты усиления потока нейтронов и энергии. Определим коэффициент усиления потока q как отношение суммарного числа нейтронов, проходящих через внешнюю граничную поверхность за единицу времени N_s , к интенсивности источника ней-

тронов I_0 , т.е. к числу нейтронов, испускаемых источником за единицу времени: $q=N_S/I_0$. Мы выберем для удобства интенсивность источника нейтронов равной единице: $I_0=1\text{н/с}$, т.е. будем осуществлять нормировку результатов на один нейтрон источника. Коэффициенты усиления, очевидно, от нормировки не зависят. Коэффициент энергетического усиления G мы определим как отношение энергии, выделяемой во всем объеме системы, к энергии нейтронов источника E_0 .

Для рассматриваемой сборки нами исследовались зависимости коэффициента усиления потока q

и коэффициента энергетического усиления G от обогащения урана. Результаты расчетов приведены в табл.1. Там же приведены рассчитанные значения коэффициента размножения бесконечной среды k_∞ , радиуса сборки R , средней длины пробега нейтронов до акта деления L_{fis} , среднего потока нейтронов в объеме системы $\bar{\Phi}$ и потока нейтронов через внешнюю граничную поверхность системы Φ_S , а также плотность делений ρ_{fis} (число актов деления в единице объема) и полное число делений во всем объеме системы N_{fis} .

Таблица 1

Зависимость коэффициентов усиления и других параметров сборки от обогащения по U^{235} для системы с $k_{eff}=0.99$ (энергия источника нейтронов $E_0=14\text{МэВ}$, интенсивность источника $I_0=1\text{н/с}$)

$W_{U^{235}}$, %	k_∞	R , см	L_{fis} , см	$\bar{\Phi}$, н/см ² ·с	Φ_S , н/см ² ·с	ρ_{fis} , 1/см ³ ·с	N_{fis} , 1/с	G	q
6	1.07	85.81	172.71	$4.99 \cdot 10^{-3}$	$2.29 \cdot 10^{-4}$	$2.89 \cdot 10^{-5}$	76.46	988.61	21.19
7	1.18	56.38	151.75	$1.59 \cdot 10^{-2}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$	$1.04 \cdot 10^{-4}$	78.42	1013.94	49.03
8	1.26	45.34	135.65	$2.74 \cdot 10^{-2}$	$2.69 \cdot 10^{-3}$	$2.02 \cdot 10^{-4}$	78.72	1017.79	69.50
9	1.34	39.13	122.88	$3.83 \cdot 10^{-2}$	$4.38 \cdot 10^{-3}$	$3.11 \cdot 10^{-4}$	78.19	1010.89	84.38
10	1.41	35.05	112.49	$4.82 \cdot 10^{-2}$	$6.17 \cdot 10^{-3}$	$4.28 \cdot 10^{-4}$	78.33	996.54	95.12
20	1.82	20.81	63.00	$1.15 \cdot 10^{-1}$	$2.39 \cdot 10^{-2}$	$1.83 \cdot 10^{-3}$	77.08	892.29	130.34
30	2.01	16.38	44.99	$1.59 \cdot 10^{-1}$	$4.00 \cdot 10^{-2}$	$3.53 \cdot 10^{-3}$	64.85	838.16	135.01
40	2.12	13.93	35.48	$2.00 \cdot 10^{-1}$	$5.68 \cdot 10^{-2}$	$5.63 \cdot 10^{-3}$	63.81	824.67	138.53
50	2.20	12.32	29.54	$2.45 \cdot 10^{-1}$	$7.55 \cdot 10^{-2}$	$8.28 \cdot 10^{-3}$	64.77	837.09	143.81
60	2.25	11.13	25.44	$2.93 \cdot 10^{-1}$	$9.62 \cdot 10^{-2}$	$1.15 \cdot 10^{-2}$	66.60	860.60	149.86
70	2.29	10.22	22.43	$3.46 \cdot 10^{-1}$	$1.19 \cdot 10^{-1}$	$1.54 \cdot 10^{-2}$	68.96	891.14	156.54
80	2.32	9.49	20.12	$4.12 \cdot 10^{-1}$	$1.48 \cdot 10^{-1}$	$2.05 \cdot 10^{-2}$	73.30	947.15	167.36
90	2.35	8.88	18.27	$4.76 \cdot 10^{-1}$	$1.77 \cdot 10^{-1}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$	76.42	987.39	175.19
100	2.37	8.36	16.76	$5.67 \cdot 10^{-1}$	$2.17 \cdot 10^{-1}$	$3.38 \cdot 10^{-2}$	82.92	1071.31	190.52

Коэффициент усиления потока q , как видно, монотонно зависит от обогащения и спадает по мере уменьшения обогащения, —эта зависимость показана на рис.1. Причем следует отметить, что если с уменьшением обогащения от 100 до приблизительно 20 процентов коэффициент q спадает не очень быстро, то в области $w \leq 20\%$ наблюдается его резкое уменьшение.

Таким образом, значение обогащения $w = 20\%$ в определенной мере можно считать граничным для коэффициента q , поскольку при увеличении w выше этого значения уже нельзя добиться большого выигрыша в усилении потока — так, при увеличении обогащения от 6 до 20 процентов коэффициент q возрастает почти на порядок, а при дальнейшем росте обогащения до 100% он возрастает лишь в полтора раза. Этот результат можно использовать для создания более экономически выгодной системы, однако при этом следует иметь в виду, что с уменьшением обогащения растут размер и масса сборки (см.табл.1). Из результатов расчета коэффициента размножения бесконечной среды k_∞ видно, что поведение k_∞ в зависимости от обогащения полностью аналогично поведению коэффициента q — форма кривой $k_\infty(w)$ точно такая же, как и $q(w)$. Отсюда можно сделать вывод, что коэффициент усиления потока в данном случае полностью определяется размножающими свойствами среды, которые харак-

теризуются величиной k_∞ . Это объясняет описанную выше зависимость коэффициента q от обогащения.

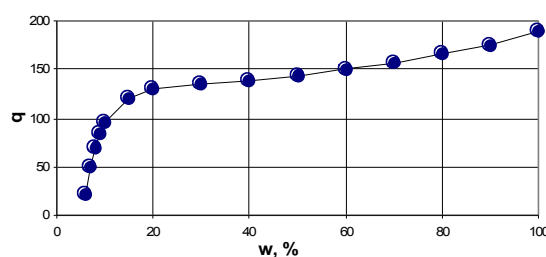


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления потока нейтронов от обогащения для системы с $k_{eff}=0.99$

Зависимость коэффициента энергетического усиления G от обогащения носит существенно иной характер, чем зависимость $q(w)$ (см. рис.2).

Во-первых, зависимость коэффициента G от w немонотонна — при уменьшении обогащения от 100% вначале G спадает, затем имеется минимум при значении $w \approx 40\%$, далее G растет и при обогащении $w \approx 8\%$ имеется максимум, после чего G снова начинает спадать. Во-вторых, коэффициент энергетического усиления зависит от обогащения гораздо слабее, чем коэффициент усиления потока — если G меняется во всей рассматриваемой области обогаще-

ний не более чем на четверть, то q меняется примерно в 20 раз.

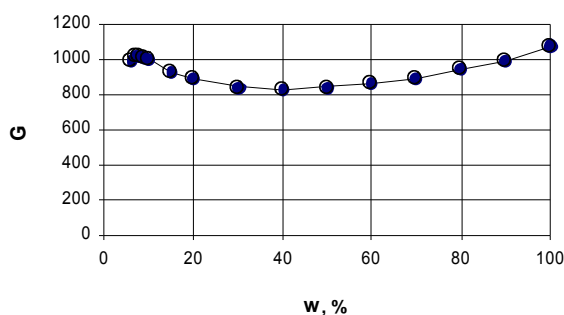


Рис.2. Зависимость коэффициента энергетического усиления от обогачения для системы с $k_{eff}=0.99$

Последний факт означает, что существенного выигрыша в усилении энергии путем изменения обогачения добиться невозможно. С целью исследования причин такого поведения коэффициента G были рассчитаны зависимости от обогачения плотности делений ρ_{fis} и полного количества делений во всем объеме системы N_{fis} – коэффициент G , очевидно, прямо пропорционален N_{fis} . Как следует из табл.1, плотность делений монотонно убывает с уменьшением обогачения, а зависимость полного числа делений от обогачения имеет ту же форму, что и для коэффициента G , что связано при уменьшении обогачения с ростом суммарного объема сборки. Иначе говоря, в области обогачений $8\% \leq w \leq 40\%$ ухудшение размножающих свойств среды компенсируется в отношении полного числа делений ростом объема системы. В области $w \leq 8\%$ такой компенсации уже не происходит. Что же касает-

ся потоков в объеме сборки и на ее поверхности, то они монотонно убывают с уменьшением обогачения и, соответственно, ухудшением размножающих свойств среды (см. табл.1)

Приведенные в табл.1 значения средних длин пробега нейтронов до акта деления $L_{fis}=1/\Sigma_{fis}$ показывают, что эти длины в 2...3 раза превышают радиус системы R , а, следовательно, большая часть нейтронов в данном случае не успевает вызвать процесс деления.

С этой точки зрения система сконструирована неэффективно, поскольку большинство нейтронов покидает сборку, не вызвав акт деления. Отсюда следует вывод, что, в принципе, можно достичь больших значений коэффициентов усиления потока и энергии, сконструировав систему таким образом, чтобы ее размеры превышали длины пробега нейтронов до акта деления, например, добавлением в систему замедлителя. Однако при этом будут ухудшаться размножающие свойства системы, и, таким образом, мы будем иметь наличие двух конкурирующих факторов, по-разному влияющих на усиливающие свойства системы. Результирующий эффект этих факторов заранее предсказать крайне трудно, и в этом случае необходимы дальнейшие численные расчеты.

Большой интерес представляет также исследование зависимости коэффициентов усиления от энергии источника нейтронов E_0 , поскольку, во-первых, существуют источники нейтронов различной энергии и, во-вторых, реальные источники не являются моноэнергетическими, а дают определенный спектр нейтронов. Нами были проведены расчеты зависимости коэффициентов усиления от энергии источника для случая сферической сборки, состоящей из чистого урана U^{235} .

Таблица 2
Зависимость коэффициентов усиления и других параметров сборки, состоящей из чистого урана U^{235} , от энергии источника нейтронов для системы с $k_{eff}=0.99$ (интенсивность источника $I_0=1n/s$)

E_0 , МэВ	$\bar{\Phi}$, н/см ² ·с	Φ_s , н/см ² ·с	ρ_{fis} , 1/см ³ ·с	N_{fis} , 1/с	G	q
0.001	$4.64 \cdot 10^{-1}$	$1.76 \cdot 10^{-1}$	$2.78 \cdot 10^{-2}$	68.32	$1.24 \cdot 10^7$	155.28
0.01	$4.34 \cdot 10^{-1}$	$1.65 \cdot 10^{-1}$	$2.60 \cdot 10^{-2}$	63.85	$1.15 \cdot 10^6$	145.31
0.1	$3.42 \cdot 10^{-1}$	$1.30 \cdot 10^{-1}$	$2.04 \cdot 10^{-2}$	50.05	90530.20	114.27
0.5	$2.65 \cdot 10^{-1}$	$1.01 \cdot 10^{-1}$	$1.58 \cdot 10^{-2}$	38.65	13980.48	88.65
1	$2.67 \cdot 10^{-1}$	$1.02 \cdot 10^{-1}$	$1.59 \cdot 10^{-2}$	38.98	7051.57	89.50
2	$2.81 \cdot 10^{-1}$	$1.07 \cdot 10^{-1}$	$1.67 \cdot 10^{-2}$	40.91	3700.05	93.90
4	$2.77 \cdot 10^{-1}$	$1.05 \cdot 10^{-1}$	$1.64 \cdot 10^{-2}$	40.29	1821.98	92.62
6	$2.97 \cdot 10^{-1}$	$1.13 \cdot 10^{-1}$	$1.77 \cdot 10^{-2}$	43.25	1303.73	99.49
8	$4.28 \cdot 10^{-1}$	$1.64 \cdot 10^{-1}$	$2.55 \cdot 10^{-2}$	62.57	1414.74	143.73
10	$4.65 \cdot 10^{-1}$	$1.78 \cdot 10^{-1}$	$2.77 \cdot 10^{-2}$	67.95	1229.09	156.14
12	$4.90 \cdot 10^{-1}$	$1.87 \cdot 10^{-1}$	$2.92 \cdot 10^{-2}$	71.56	1078.68	164.52
14	$5.75 \cdot 10^{-1}$	$2.20 \cdot 10^{-1}$	$3.43 \cdot 10^{-2}$	84.05	1085.98	193.43
16	$6.14 \cdot 10^{-1}$	$2.35 \cdot 10^{-1}$	$3.66 \cdot 10^{-2}$	89.65	1013.53	206.11
18	$6.32 \cdot 10^{-1}$	$2.42 \cdot 10^{-1}$	$3.77 \cdot 10^{-2}$	92.34	927.90	212.36
20	$6.61 \cdot 10^{-1}$	$2.53 \cdot 10^{-1}$	$3.94 \cdot 10^{-2}$	96.58	873.45	222.13

Результаты этих расчетов представлены в табл.2. Из них видно, что коэффициенты q и G ведут себя по-разному. Коэффициент усиления потока q увеличивается с ростом энергии источника в быстрой области 0.5...20 МэВ. Наряду с этим наблюдается также увеличение коэффициента q при переходе в

область более низких энергий. Зависимость $q(E_0)$ показана на рис.3.

Коэффициент энергетического усиления G возрастает с уменьшением энергии источника, причем в области низких энергий этот рост весьма значителен (см. рис.4).

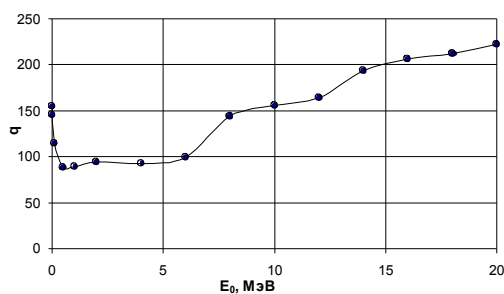


Рис.3. Зависимость коэффициента усиления потока от энергии источника нейтронов для сборки, состоящей из чистого урана U^{235}

Таким образом, коэффициенты усиления q и G могут существенно увеличиваться для нейтронов низких энергий – в резонансной области и при меньших энергиях.

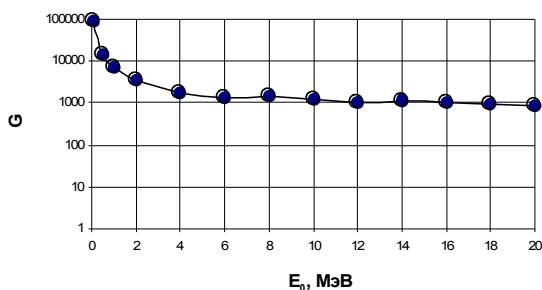


Рис.4. Зависимость коэффициента энергетического усиления от энергии источника нейтронов для сборки, состоящей из чистого урана U^{235}

Последний факт связан, по-видимому, со значительным ростом сечения деления в этой области. Ре-

зультаты этих расчетов показывают, что для увеличения коэффициентов усиления весьма эффективным может быть использование в системе замедлителя, который способен "сдвинуть" спектр нейтронов в резонансную и тепловую области, для которых усиление больше.

Исследование многозонных конфигураций, включающих замедлители, требует дальнейших расчетов. Здесь следует только отметить, что может оказаться выгодным размещение замедлителя вблизи источника нейтронов, поскольку поток замедленных нейтронов может далее усиливаться намного сильнее.

Об увеличении эффективности усиления в резонансной области свидетельствует также рост при переходе в эту область потоков нейтронов Φ и Φ_s , а также плотности делений (см. табл.2)

Нами также была исследована зависимость коэффициентов усиления и других характеристик сборки от эффективного коэффициента размножения системы k_{eff} для сборки, состоящей из чистого урана U^{235} . При этом соответствующее значение k_{eff} , как и ранее значение $k_{eff} = 0.99$, подбиралось выбором радиуса сборки R . Результаты расчета соответствующих параметров приведены в табл.3.

Коэффициенты усиления q и G плавно растут с увеличением k_{eff} на интервале $0.90 \leq k_{eff} \leq 0.97$, а при дальнейшем увеличении k_{eff} наблюдается резкое возрастание этих коэффициентов (см. рис.5,6).

Таким образом, при конструировании усилителя более эффективно выбирать систему со значением $k_{eff} \geq 0.97$. Следует отметить, что выбор безопасного эффективного коэффициента размножения сборки зависит от надежности управления системой и может быть больше, чем это предусмотрено для реакторных установок.

Таблица 3
Зависимость коэффициентов усиления и других параметров сборки, состоящей из чистого урана U^{235} , от эффективного коэффициента размножения системы (энергия источника $E_0=14$ МэВ, интенсивность источника $I_0=1n/c$)

k_{eff}	R , см	Φ , н/см ² ·с	Φ_s , н/см ² ·с	ρ_{fis} , 1/см ³ ·с	N_{fis} , 1/с	G	q
0.90	7.47	$1.02 \cdot 10^{-1}$	$3.86 \cdot 10^{-2}$	$6.19 \cdot 10^{-3}$	10.8	139.86	27.07
0.91	7.57	$1.11 \cdot 10^{-1}$	$4.19 \cdot 10^{-2}$	$6.71 \cdot 10^{-3}$	12.2	157.51	30.19
0.92	7.67	$1.21 \cdot 10^{-1}$	$4.58 \cdot 10^{-2}$	$7.31 \cdot 10^{-3}$	13.8	178.26	33.84
0.93	7.76	$1.34 \cdot 10^{-1}$	$5.09 \cdot 10^{-2}$	$8.09 \cdot 10^{-3}$	15.9	204.91	38.52
0.94	7.86	$1.53 \cdot 10^{-1}$	$5.79 \cdot 10^{-2}$	$9.18 \cdot 10^{-3}$	18.7	241.34	44.94
0.95	7.96	$1.76 \cdot 10^{-1}$	$6.69 \cdot 10^{-2}$	$1.06 \cdot 10^{-2}$	22.4	288.91	53.30
0.96	8.06	$2.11 \cdot 10^{-1}$	$8.01 \cdot 10^{-2}$	$1.26 \cdot 10^{-2}$	27.7	358.04	65.41
0.97	8.16	$2.64 \cdot 10^{-1}$	$1.00 \cdot 10^{-1}$	$1.58 \cdot 10^{-2}$	35.9	464.25	84.09
0.98	8.26	$3.59 \cdot 10^{-1}$	$1.37 \cdot 10^{-1}$	$2.14 \cdot 10^{-2}$	50.6	654.17	117.39
0.99	8.36	$5.68 \cdot 10^{-1}$	$2.17 \cdot 10^{-1}$	$3.39 \cdot 10^{-2}$	83.0	1071.31	190.52
0.997	8.43	$9.80 \cdot 10^{-1}$	$3.75 \cdot 10^{-1}$	$5.84 \cdot 10^{-2}$	146.8	1896.28	335.22

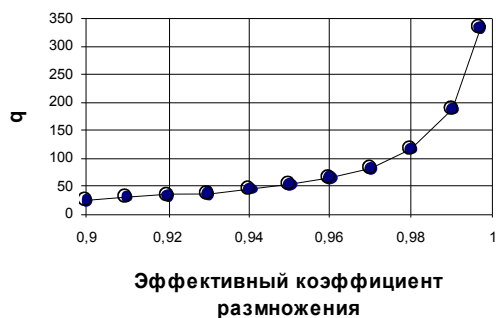


Рис.5. Зависимость коэффициента усиления потока нейтронов от эффективного коэффициента размножения сборки

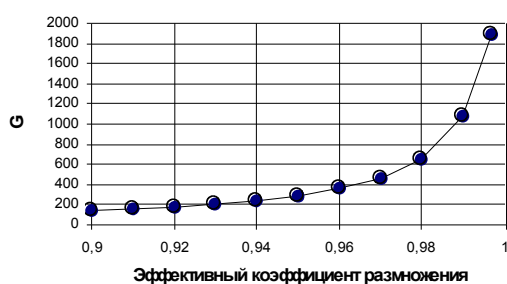


Рис.6. Зависимость коэффициента энергетического усиления от эффективного коэффициента размножения сборки

В результате, даже простая однозонная подкритическая система позволяет получить усиление по потоку нейтронов на 1...2 порядка, а по энергии — на 2...3 порядка. При этом оказывается, что относительно невысокие обогащения (10...20%) лишь незначительно уступают высоким по энергетическому усилению, что является весьма выгодным с точки зрения уменьшения стоимости системы. Коэффициент уси-

ления потока нейтронов незначительно изменяется на интервале обогащений 20...40% и резко уменьшается при меньших обогащениях. Таким образом, система с обогащением по урану-235 около 20% может служить хорошим усилителем как по потоку, так и по энергии. Эффективный коэффициент размножения системы следует выбирать из соображений безопасности. Необходимо отметить, что в системах, управляемых ускорителями, которые имеют более высокую надежность управления, можно выбрать эффективный коэффициент размножения выше, чем это предусмотрено для реакторных установок. При этом система не исчерпывает всех возможностей по улучшению показателей усиления. Характеристики более сложных систем (многозонных, с использованием отражателей и замедлителей), а также использующих другие делящиеся материалы подлежат дальнейшему исследованию. Но уже на данном этапе исследований можно сказать, что такие подкритические сборки являются перспективными заменителями исследовательских реакторов в качестве мощных источников нейтронов для различных применений в ядерной физике и ядерной энергетике.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Rubia et al. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Energy Amplifier*, CERN/AT/95-44(ET)(1995).
2. Bowman C.D. //Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. v.48, p.505.
3. Seiji Shiroya et al. *Basic Study on Nuclear Characteristics of Accelerator Driven Subcritical Reactor as Future Neutron Source*, Research Reactor University, 2001.
4. H.Daniel, Yu.V.Petrov. //Nucl. Instr. & Meth. A. v.373, p.131.
5. J.Briesmeister. *MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C*, LA-13709-M.