

УДК 621.039.5, 621.384.6

УРАН-238 КАК ИСТОЧНИК ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫМ МЕТОДОМ

В.П.Дмитриевский¹, Н.В.Сергеева²

Рассмотрена возможность использования изотопа U^{238} для получения энергии в процессе деления его на быстрых нейтронах при использовании внешнего источника нейтронов в подкритической сборке. Физический смысл разработки такой технологии определяется двумя основными проблемами ядерной энергетики — ядерная безопасность и переработка радиоактивных отходов. Первая проблема полностью решается при наличии подкритичности, вторая — частично за счет увеличения в десятки раз (по сравнению с реакторами) срока эксплуатации сборки. Наличие порога деления U^{238} (~1 МэВ) определяет необходимость работы на энергетическом спектре нейтронов, который соответствует процессу деления (отсутствие замедлителя). Внешний источник нейтронов создается на базе сильноточного ускорителя. Перечислены физические исследования, необходимые для разработки такой схемы получения энергии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Uranium-238 as a Source for Electronuclear Power Production

V.P.Dmitrievsky, N.V.Sergeeva

A possibility of using the U^{238} isotope to produce power through fission induced by fast neutrons from an external neutron source in the subcritical assembly is considered. Physically, development of this technology is dictated by two basic problems of nuclear power production, namely, nuclear safety and transmutation of radioactive waste. The former problem is fully solved by using subcriticality, the latter is partly solved by increasing the service life of the assembly by tens-fold (as compared with reactors). The U^{238} fission threshold (some 1 MeV) makes it necessary to work with the neutron energies corresponding to fission (without a moderator). The external neutron source will be based on a high-current accelerator. The necessary physical investigations for development of this power production scheme are listed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

¹e-mail: vpd@nusun.jinr.ru

²e-mail: nata@nusun.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Современные ядерные реакторы, в которых используется цепная реакция замедленных нейтронов, работают на изотопах урана-235 и -233, где отсутствует энергетический порог реакции деления и сечение деления возрастает в сотни раз для медленных нейтронов, что приводит к необходимости использования замедлителей нейтронов из легкого вещества (углерод, дейтерий). Успешное развитие ядерной энергетики по этой схеме позволило обеспечить 10–30% получения необходимой электроэнергии в наиболее экономически развитых странах. Этот процесс продолжает развиваться, охватывая все больше стран.

Расширение процесса ставит перед разработчиками ядерных реакторов новые задачи, главная из которых сводится к снижению вероятности возникновения неконтролируемой цепной реакции и захоронению (или переработке) радиоактивных ядерных отходов. Исследования в этих направлениях ведутся во многих физических лабораториях [1–12].

Однако наличие большого запаса естественного урана, а также развитие ускорительной техники, где средние мощности пучков ускоренных частиц достигают мегаваттных мощностей, указывают на целесообразность разработки систем, достаточно удаленных от критичности, для которых накопленные продукты деления в течение длительного периода не оказывают существенного влияния на процесс выделения тепловой энергии при работе на энергетическом спектре нейтронов деления.

Возможность разработки такой технологии по предложению А.М.Балдина рассматривается в настоящем сообщении.

1. ПРОЦЕСС ДЕЛЕНИЯ УРАНА

Естественный уран, получаемый промышленным способом, состоит из смеси двух изотопов U^{238} и U^{235} , причем количество последнего составляет $\sim 0,7\%$. Так как для современной атомной энергетики интерес представляет только изотоп-235, происходит накопление урана-238 в больших количествах, вопрос хранения которого не вызывает особых затруднений из-за его невысокой радиоактивности (период полураспада $4,5 \cdot 10^9$ лет)¹.

Изотоп делится только на быстрых нейтронах. Сечения деления представлены на рис. 1, из которого следует, что порог деления лежит в области энергии нейтронов ~ 1 МэВ ($\sigma_f \leq 10$ мб) в то время как при энергии больше 1 МэВ $\sigma_f = (0,6 \div 1,0)$ б, что соответствует длине свободного пробега в уране по процессу деления

$$\ell_f = 1/(N\sigma_f) = (36,6 - 22) \text{ см}, \quad (1)$$

где N — число ядер в см^3 .

Неупругие сечения, конкурирующие с делением процессов захвата нейтрона, основные из которых $\sigma(n, \gamma)$, соизмеримо или превышает сечение деления, что приводит к поглощению потока моноэнергетических нейтронов в пропорциях

$$\Delta\Phi_f = -\Phi_0 \frac{\sigma_f}{\sigma_3 + \sigma_f}, \quad \Delta\Phi_3 = -\Phi_0 \frac{\sigma_3}{\sigma_3 + \sigma_f}, \quad (2)$$

где σ_3 — сечение захвата нейтрона без деления.

¹ Атомиздат, Справочник, с.913, 1976 г.

Neutron Cross Sections, vol.2, INC, 1988

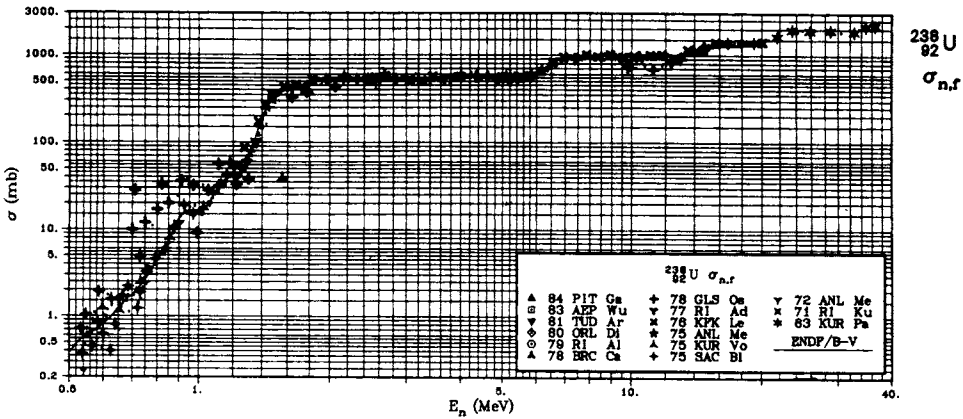


Рис. 1. Сечение деления U^{238} в зависимости от энергии нейтрона, вызвавшего деление

Из (2) непосредственно следует, что отношение поглощения моноэнергетических нейтронов процессами захвата и деления определяется величиной

$$\alpha = \sigma_3 / \sigma_f, \quad \sigma_3 \geq \sigma_\gamma. \quad (3)$$

На рис. 2,3 приведены значения σ_γ и α в зависимости от энергии нейтрона при $\sigma_3 = \sigma_\gamma$. Так как спектр нейтронов деления описывается распределением

$$f(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi T^3}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}}, \quad (4)$$

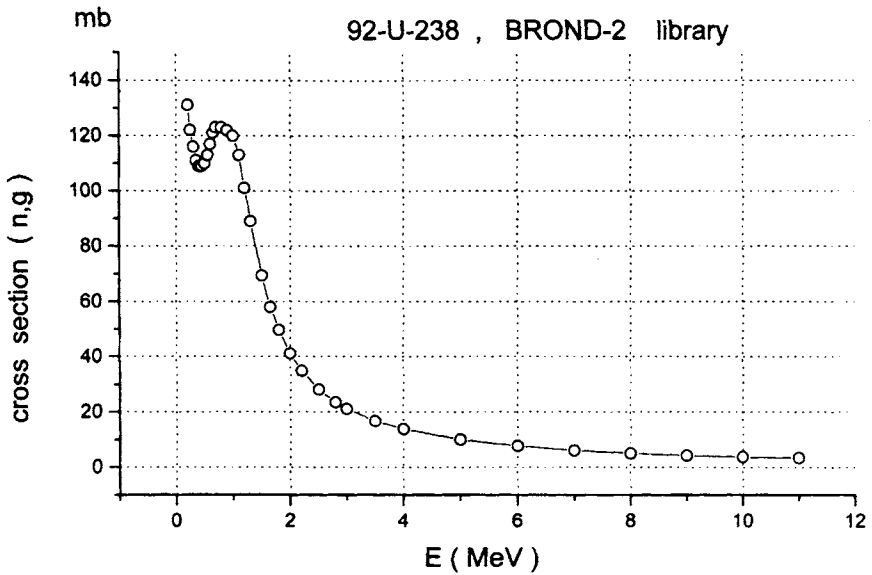
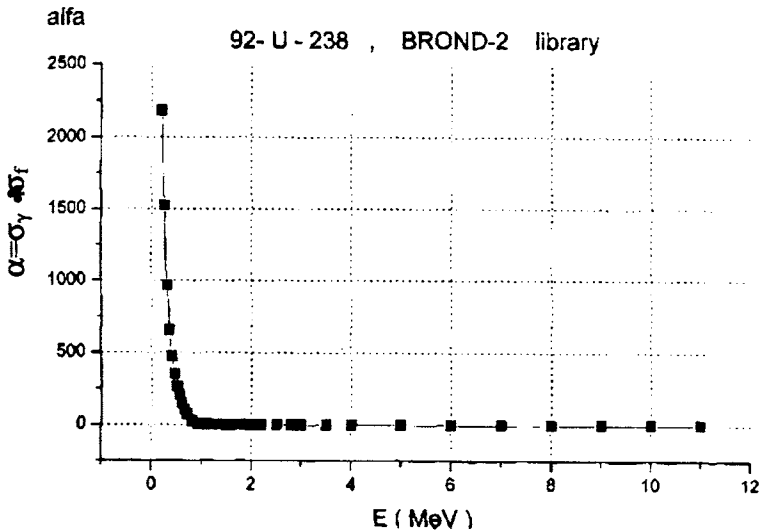
где T — температура ядра при захвате нейтрона, значение α для энергий спектра деления можно вычислить из выражения

$$\alpha_g = \int_0^\infty f(E) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f} dE. \quad (5)$$

Для урана-238 при высоком энергетическом пороге деления разброс температур при делении невелик. Это позволяет в первом приближении рассматривать распределение (4) при постоянной температуре, что соответствует постоянному спектру накапливаемых нейтронов, так как потери энергии при упругом рассеянии на длине свободного пробега пренебрежимо малы. При таком рассмотрении величина α_g определяет вероятность захвата нейтрона спектра деления в процесс деления, а величина $\nu / (1 + \alpha_g)$ (где ν — число мгновенных нейтронов на акт деления) определяет коэффициент размножения нейтронов на один акт деления.

$$k = \nu / (1 + \alpha_g). \quad (6)$$

На рис. 4 приведены известные экспериментальные данные по величине ν для U^{238} . Так как температура ядра U^{238} при захвате нейтрона с энергией спектра деления колеблется

Рис. 2. Сечение реакции (n, γ) на U^{238} Рис. 3. Величина $\alpha = \frac{\sigma_{(n, \gamma)}}{\sigma_f}$

незначительно (рис. 5), вычислено значение α_g при $T = 1,3$ МэВ, которое для этого спектра равно 90,804, что при максимальном значении $\nu = 4$ (рис. 4) дает коэффициент размножения нейтронов в сборке $k < 0,0435$, и накопление нейтронов в сборке не превышает величины

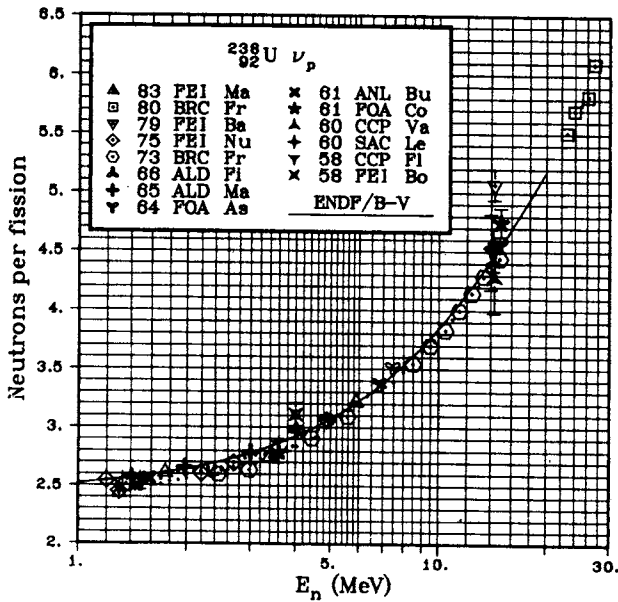


Рис. 4. Количество мгновенных нейтронов на акт деления на U^{238} в зависимости от энергии нейтрона, вызвавшего деление

$$1 + k + k^2 + k^3 + \dots \leq \frac{1}{1 - k} \quad (7)$$

При таком незначительном коэффициенте накопления перспектива использования чистого урана для энергетического усилителя отсутствует. Однако она появляется при увеличении примеси U^{235} с 0,7% до нескольких процентов, при которой величина k в основном определяется этой примесью.

Целесообразность исследования (теоретического и экспериментального) такой возможности диктуется достаточно элементарными соображениями общего плана. Так как тепловая энергия, которая выделяется при одном акте деления, соответствует ~ 190 МэВ, или $3,04 \cdot 10^{-11}$ Дж, для получения тепловой мощности 1 ГВт необходимо «сжигать» около 415 кг U^{238} ежегодно. Если размеры мишени из урана приблизительно соответствуют размерам реактора ($R = 1,5$ м, $l = 2$ м), то весовое количество урана будет составлять ~ 260 т, что при сжигании 0,415 т/год будет соответствовать выгоранию 4,8% за 30 лет.

Привлекательность такой схемы очевидна, так как в ней решаются сразу две задачи — подкритичность и существенное уменьшение количества радиоактивных отходов. Однако для разработки схемы потребуется обширный комплекс физических исследований как теоретических, так и экспериментальных, которые сводятся к следующему.

1) Расчет нейтронных потоков в объеме сборки при известном спектре испарительных нейтронов внешнего источника.

2) Определение подкритичности сборки при различном содержании U^{238} , равномерно распределенного по объему сборки.

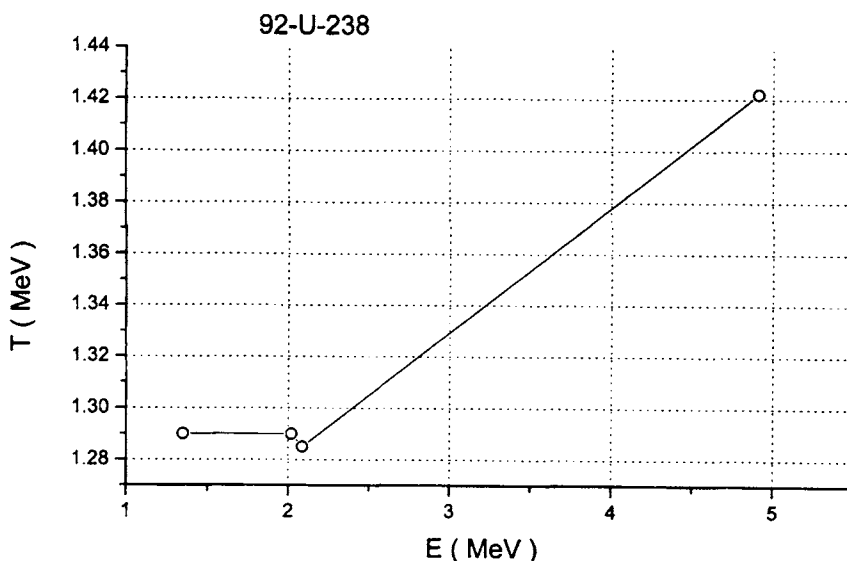


Рис. 5. Температура ядра U^{238} при делении нейтронами различных энергий

- 3) Расчет и экспериментальное определение распределения Pu^{239} по объему сборки, который образуется в реакции n, γ .
- 4) Распределение продуктов деления по объему сборки и их влияние на медленное изменение подкритичности.
- 5) Разработка системы теплосъема, которую можно эксплуатировать в течение 30 лет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена возможность разработки новых технологических систем для ядерной энергетики, не использующих цепные реакции размножения нейтронов при наличии внешнего источника. Переработка радиоактивных отходов происходит внутри сборки, которая должна увеличить на порядок эксплуатационное время жизни сборки.

В качестве исходного продукта для «сжигания» рассматривается изотоп урана-238, запасы которого в сотни раз превышают запасы ядерного горючего, применяющегося в ядерной энергетике.

Работа выполнена по договору №7/99 с отделом «Дубна» ФИАН им. П.Н.Лебедева.

Литература

1. Rubbia C. — Contribution to the Las-Vegas conf., 1994.
2. Толстов К.Д. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1993, № 5(62)-93, с.5.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. — АЭ, 1997, т.37, с.480.

4. Carminati F. et al. — CERN/AT/93-74(ET), 1993.
5. Brandt R. et al. — JINR Comm. E-1-97-349, Dubna, 1997.
6. Брандт Р., Кривопустов М.И., Чултем Д. и др. — Сообщение ОИЯИ Р1-99-117, Дубна, 1999.
7. Bowman et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, A-230, p.336.
8. Дмитриевский В.П. — ЭЧАЯ, 1997, т.28, вып.3, с.815.
9. Дмитриевский В.П., Сергеева Н.В. — Сообщение ОИЯИ Р-9-98-73, Дубна, 1998.
10. Rubbia C., Andriamonje S., et al. — CERN/LHC/98-02(EET), 1998.
11. Субботин В.И. — ЭЧАЯ, 1998, т.29, вып.2, с.333 (136).
12. Михайлов В.Н. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1997, № 6, с.17.