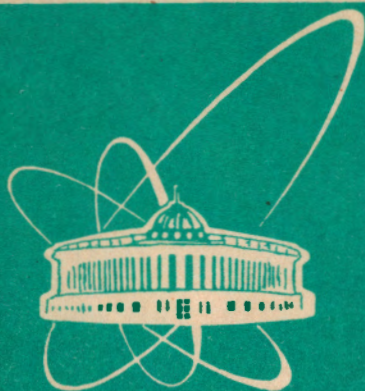


93-236



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-93-236

В.С.Барашенков, Л.Г.Левчук,
А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ,
СОДЕРЖАЩИХ ВОДУ

Направлено в журнал «Атомная энергия»

1993

ВВЕДЕНИЕ

В [2] был рассмотрен вариант мишени электроядерной установки, содержащей воду в качестве теплоносителя, однако ряд эффектов (химическая связь атомов водорода в молекуле воды, тепловое движение атомов, энергетическая зависимость сечения в тепловой области) не были учтены.

Целью настоящей работы является выяснение влияния этих эффектов на характеристики электроядерного бридинга.

Тепловое движение атомов и молекул среды учитывалось в соответствии с распределением Максвелла — Больцмана.

Эффекты химической связи были учтены путем введения эффективной температуры $k\bar{T} = 0,117$ эВ [1]. Это грубое приближение, но поскольку доля тепловых нейтронов в спектре сравнительно невелика (см. рис.1), то для расчета интегральных характеристик электроядерного бридинга нет необходимости в более точном рассмотрении, что подтверждается сравнением результатов расчета с [2].

Считалось, что сечения взаимодействия нейтронов с ядрами изменяются в тепловой области по закону $1/v$. Исключение составляют сечения взаимодействия нейтронов с ядрами Pu^{239} , имеющие резонансный характер в этом энергетическом интервале. Данные по сечениям для Pu^{239} взяты из библиотеки ENDL [3] и аппроксимированы полиномами.

Для удобства сравнения расчеты произведены для той же геометрии мишени, что и в работе [2]. Концентрации топлива и конструкционных материалов также соответствуют использованным в работе [2], однако в настоящей работе рассмотрено три варианта мишеней, отличающихся обогащением горючего (0,3% U^{235} , 0,5% Pu^{239} , 1,0% Pu^{239}).

В численных расчетах использовались те же программы, что и в работе [2], при этом были внесены изменения, касающиеся вышеупомянутых эффектов взаимодействия низкоэнергетических нейтронов с ядрами мишени.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов приведены в табл. 1, на рис.1—4. Видно, что наблюдается сильный рост числа захватов и делений, выхода нейтронов и теп-

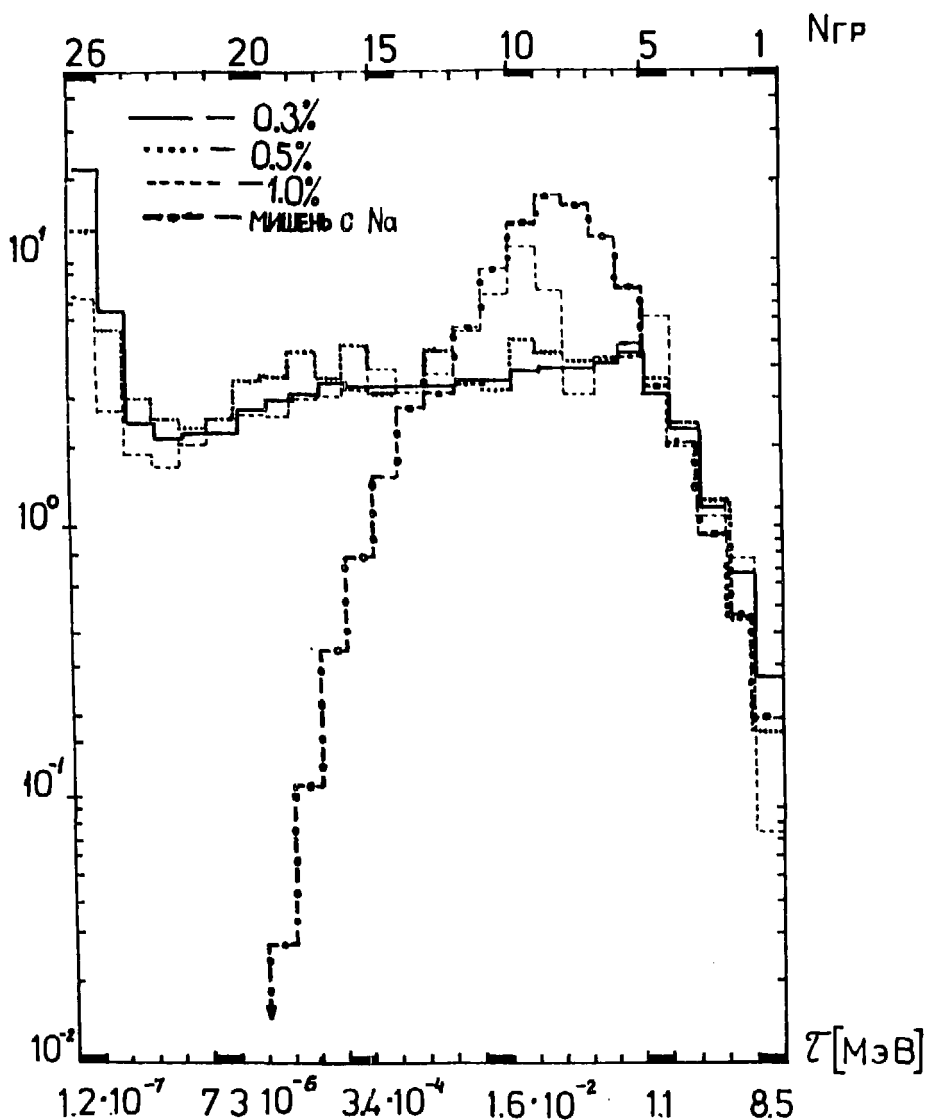


Рис.1. Спектры нейтронов ($\tau \leq 10,5$ МэВ) в мишени электроядерной установки с водяным теплоносителем и в мишени с натриевым теплоносителем и обогащением топлива 0,3% U^{235} [4]

ловыделения в мишени с увеличением обогащения мишени делящимися изотопами. Причиной этого является относительно мягкий спектр нейтронов (см. рис.1) в мишени, приводящий к интенсивному делению ядер U^{235}

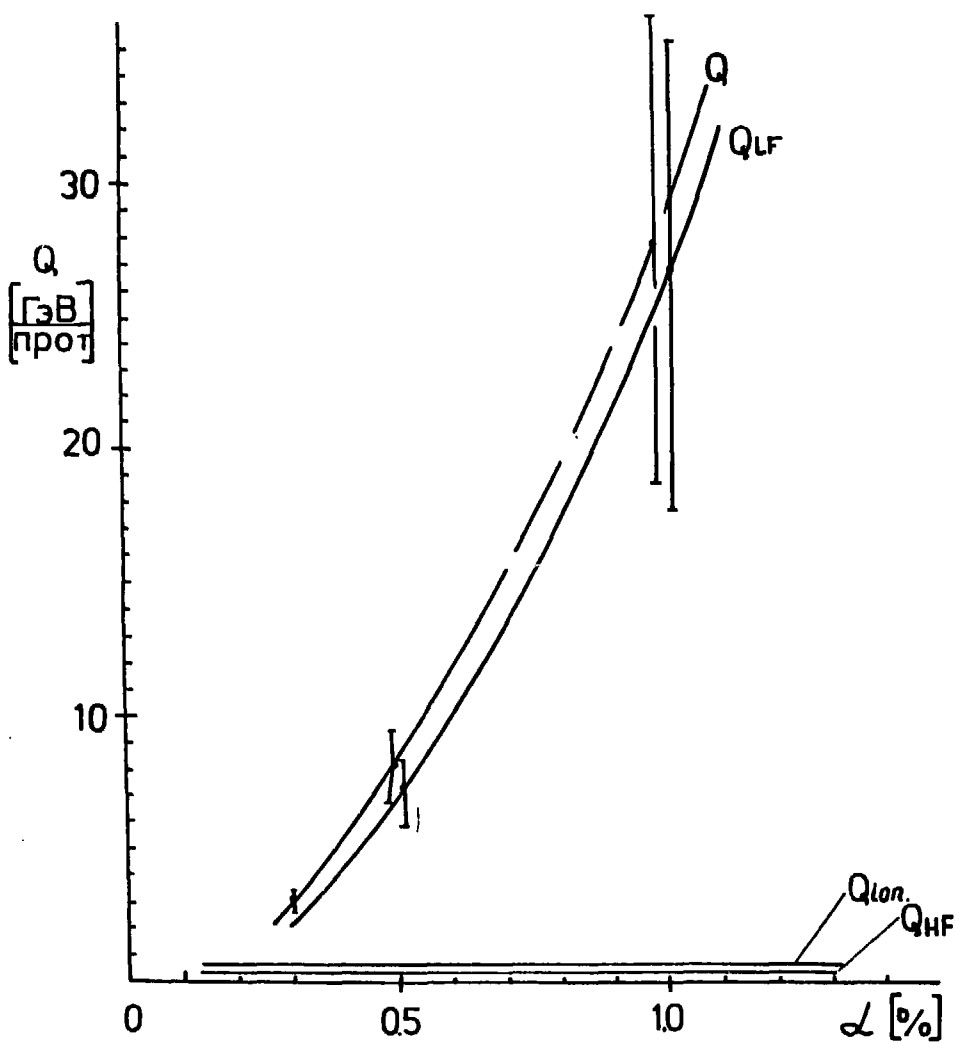


Рис.2. Тепловыделение в мишени, содержащей водяной теплоноситель в зависимости от обогащения топлива в мишени (α , %). Приводится тепловыделение за счет ионизации Q_{ion} , деления при энергии нейтронов $\tau \leq 10,5$ МэВ Q_{LF} , деления при энергии нейтронов $\tau > 10,5$ МэВ Q_{HF} и полное тепловыделение Q . Данные приведены в пересчете на один первичный протон

(или Pu^{239}) вследствие значительного роста нейтронных сечений с уменьшением энергии. Так, полный выход нейтронов с увеличением обогащения от 0,3% U^{235} до 1,0% Pu^{239} возрастает примерно в 6 раз. При этом число

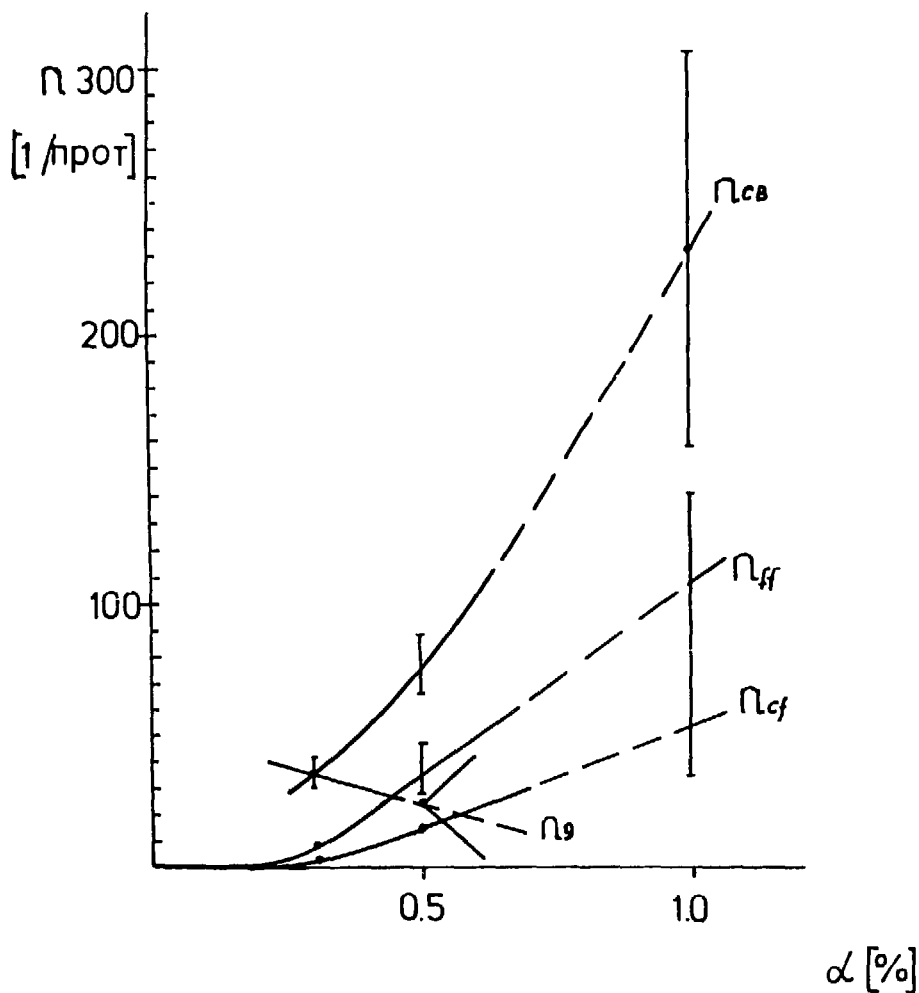


Рис. 3. Зависимость средних интегральных величин в мишени, содержащей водной теплоноситель, от обогащения топлива в мишени U^{235} или Pu^{239} (α , %). Данные приведены в пересчете на один первичный протон. $n_{св}$ — число захватов на ядрах U^{238} , n_{ff} — число делений на ядрах U^{235} (Pu^{239}), n_{cf} — число захватов на ядрах U^{235} (Pu^{239}), n_9 — чистый выход ядер Pu^{239} , $n_9 = n_{св} - n_{cf} - n_{ff}$

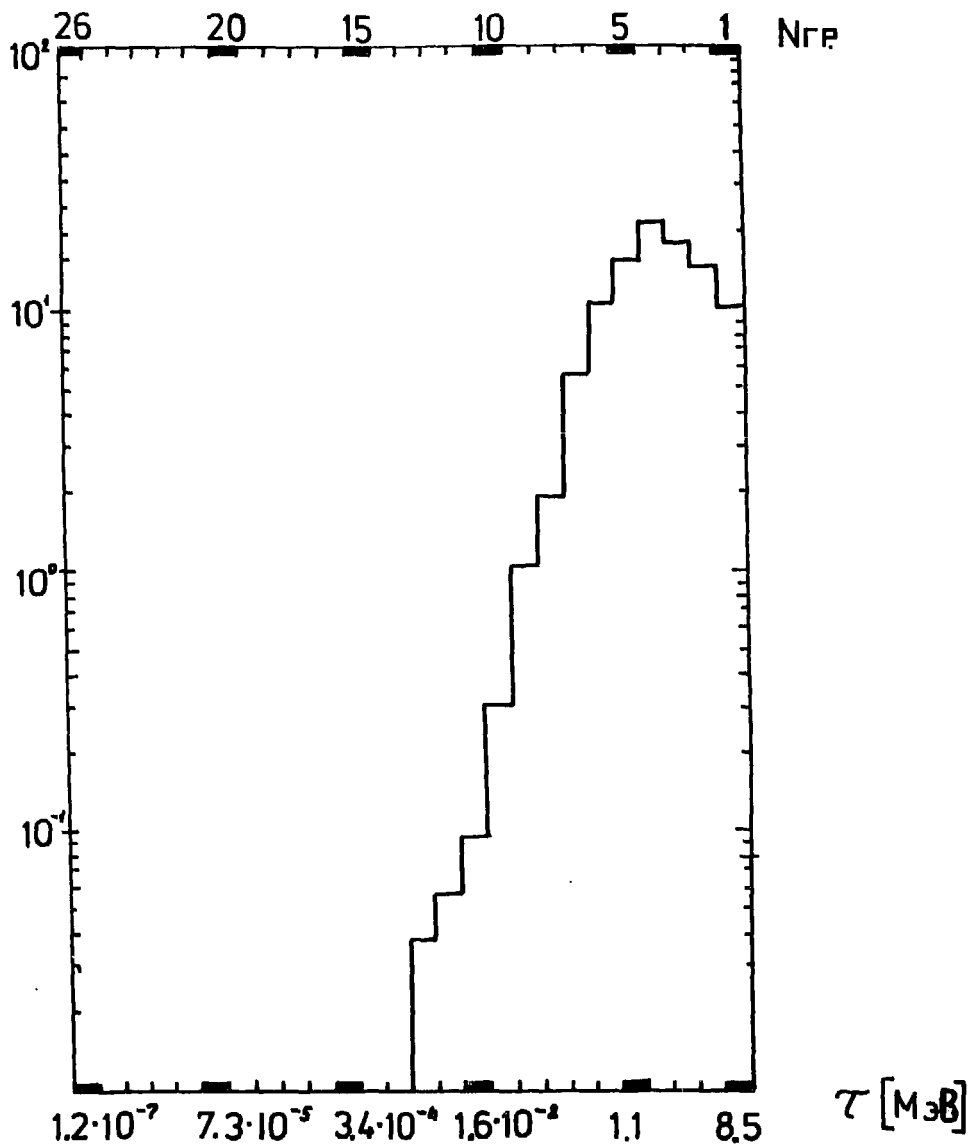


Рис. 4. Спектр нейтронов с энергией $\tau \leq 10,5$ МэВ, образуемых на каскадно-испарительной стадии. На один первичный протон приходится в среднем $\beta = 55,5$ таких нейтронов

**Таблица 1. Характеристики бланкетов электроядерных установок,
содержащих воду в качестве теплоносителя,
при различных концентрациях делящихся изотопов (U^{235} или Pu^{239}).
Данные приводятся в пересчете на один первичный протон**

	0,3% U^{235}	0,5% Pu^{239}	1,0% Pu^{239}
Число захватов на ядрах U^{238} , $n_{с8}$	33,5 ± 1,7	77,0 ± 10,0	234,0 ± 75,0
Число захватов на ядрах U^{235} (Pu^{239}), $n_{сf}$	2,0 ± 0,1	16,0 ± 2,0	54,0 ± 17,0
Число делений ядер U^{235} (Pu^{239}), n_{ff}	8,5 ± 0,6	36,0 ± 7,0	108,0 ± 35,0
Чистый выход ядер Pu^{239} , $n_9 = n_{с8} - n_{сf} (Pu^{239}) - n_{ff} (Pu^{239})$	35,5 ± 1,7	25,0 ± 19,0	—
Полное число захватов, n_c	49,6 ± 2,4	110,0 ± 14,0	314,0 ± 100,0
Полное число делений, n_f	11,2 ± 0,7	42,0 ± 7,0	155,0 ± 50,0
Число вылетевших нейтронов, n_{out}	2,3 ± 0,2	3,6 ± 0,6	19,0 ± 6,0
Полный выход нейтронов, $n = n_c + n_{out}$	52,0 ± 3,0	114,0 ± 15,0	333,0 ± 110,0
Тепловыделение, ГэВ/протон:			
Ионизация, Q_{ion}	0,58 ± 0,06	0,59 ± 0,06	0,59 ± 0,06
Деление при $\tau > 10,5$ МэВ, Q_{HF}	0,29 ± 0,03	0,29 ± 0,03	0,29 ± 0,06
Деление при $\tau < 10,5$ МэВ, Q_{LF}	1,90 ± 0,13	7,10 ± 1,30	26,0 ± 8,60
Полное тепловыделение, Q	2,77 ± 0,22	8,0 ± 1,4	27,0 ± 9,0

**Таблица 2. Сравнение двух вариантов расчета характеристик электроядерной мишени,
содержащей водяной теплоноситель (обогащение топлива 0,3% U^{235})
с учетом (I) и без учета (II) химической связи атомов
в молекулах воды (данные взяты из [2]).
Данные приведены в пересчете на один первичный протон**

	I	II
Число делений ядер U^{235}	8,5 ± 0,6	8,3 ± 1,0
Чистый выход Pu^{239}	35,5 ± 1,7	33,5 ± 2,7
Полный выход нейтронов, n	52,0 ± 5,0	46,2 ± 3,7
Тепловыделение за счет деления при $\tau \leq 10,5$ МэВ, ГэВ	1,90 ± 0,13	1,90 ± 0,24
Полное тепловыделение, ГэВ	2,77 ± 0,22	2,80 ± 0,36

захватов на делящихся ядрах U^{235} (Pu^{239}) увеличивается примерно в 20—30, а на ядрах U^{235} — в 5—8 раз. Это приводит, в частности, к тому, что чистый выход ядер Pu^{239} с ростом обогащения несколько спадает.

На рис.4 приведен спектр нейтронов с $\tau < 10,5$ МэВ, образующихся на каскадно-испарительной стадии.

К сожалению, из-за больших статистических ошибок и их роста по мере увеличения концентрации ядер Pu^{239} оценить предельное накопление оказывается невозможным (см. рис.3 и табл.1).

Основной вклад в тепловыделение в мишени дает деление ядер при энергии нейтронов $\tau < 10,5$ МэВ. Общее же тепловыделение в расчете на один протон с энергией 1 ГэВ составляет от 3 ГэВ в случае обогащения 0,3% U^{235} до 27 ГэВ при обогащении 1,0% Pu^{239} . Вклад от потерь энергии заряженными частицами в электромагнитных взаимодействиях и от высокоэнергетических делений в последнем случае оказывается пренебрежимо малым (см. табл.1 и рис.2).

Выше уже отмечалось, что в рассматриваемом случае учет химической связи атомов в молекулах воды достаточно производить лишь оценочно из-за малой величины эффекта. Это демонстрирует табл. 2, где приводятся некоторые результаты расчета без учета химической связи [2]. Различие между результатами настоящего расчета и [2] оказывается незначительным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе при исследовании характеристик электроядерной мишени с водой в качестве замедлителя нейтронов учтены такие эффекты, как влияние химической связи атомов в молекулах воды, зависимость нейтронных сечений от энергии в тепловой области. Суммарный вклад этих эффектов в результаты расчета оказывается небольшим. Рассмотрены варианты с различным обогащением топлива делящимся изотопом.

Пользуемся случаем поблагодарить П.Л.Кириллова за обсуждения, в результате которых возникла тема данной работы.

Литература

1. Спанье Дж., Гельбард Э. — Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1972, с.212.
2. Соснин А.Н., Шмаков С.Ю., Левчук Л.Г. — Электроядерная мишень с водой в качестве теплоносителя. Препринт ОИЯИ Р2-93-235, Дубна, 1993.

3. ENDF. Data Format and Procedures. BNL-NCS-50496, 1975.
4. Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю. — Зависимость характеристик электроядерного бридинга от примеси Pu^{239} и U^{235} . Препринт ОИЯИ Р2-91-422, Дубна, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июня 1993 года.