

# Спектры мгновенных нейтронов спонтанного деления

<sup>252</sup>Cf, <sup>244</sup>Cm и <sup>240</sup>Pu

АЛЕКСАНДРОВА З. А., БОЛЬШОВ В. И., КУЗНЕЦОВ В. Ф., СМИРЕНКИН Г. Н., ТАРАСКО М. З.

УДК 539.185

Как было показано в работе Террелла [1], спектр мгновенных нейтронов деления с достаточной точностью может быть описан однопараметрическим распределением максвелловского типа

$$N(E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}\theta^3} e^{-\frac{E}{\theta}}, \quad (1)$$

где  $\theta$  носит название параметра жесткости спектра, или температурного параметра, хотя и не имеет отношения к температуре ядра. В таком представлении средняя энергия спектра связана с  $\theta$  простой зависимостью

$$\theta = \frac{2}{3} \bar{E}. \quad (2)$$

Результаты определения  $\theta$  для <sup>252</sup>Cf, <sup>244</sup>Cm и <sup>240</sup>Pu

Таблица 1

Изотоп	Интервал энергии нейтронов, Мэв	Результат $\theta^*$ , Мэв	Методика измерений	Литература
<sup>252</sup> Cf	> 2	1,402±0,009	Фотопластинки	[11]
	0,2—7	(1,57)	Время пролета	[12]
	< 4	1,367±0,03	Счетчик Брамлетта	[10]
	0,5—6	(1,56±0,03)	Время пролета	[13]
	0,7—7,5	1,39±0,04	Время пролета	[14]
	0,5—15	(1,522)	Время пролета	[15]
<sup>244</sup> Cm	0,4—6	1,48±0,03	Марганцевая ванна	[16]
		(1,436±0,016)	Время пролета	[8]
	1,5—7	(1,420±0,015)	Пропорциональный Н-счетчик <sup>3</sup> He-счетчик	[2]
<sup>244</sup> Cm	0,3—7	1,37±0,04	Время пролета	[9]
	0,5—6	(1,455±0,062)	<sup>3</sup> He-спектрометр	[17]
	0,5—6	1,38±0,03	Время пролета	[8]
<sup>240</sup> Pu	< 4	1,158±0,030	Счетчик Брамлетта	[10]
	3—11	1,24±0,03	Сцинтилляционный спектрометр	[18]

\* Указанные в скобках результаты не приводятся непосредственно в работах, а вычислялись согласно соотношению (2).

Такое однопараметрическое представление удобно для реакторных расчетов, и определение этого параметра для основных делящихся изотопов является важной задачей.

В настоящее время накоплено достаточное количество <sup>252</sup>Cf, который может быть удобным стандартным источником нейтронов. Однако опубликованные данные, представленные в табл. 1, обнаруживают большой разброс при сравнительно высокой точности индивидуальных результатов. Большинство из них получено методом времени пролета, небольшая часть — с помощью фотопластинок, дающих малую статистическую точность, и методом пропускания через замедляющие сферы. В работе [2] для регистрации нейтронов использовались два разных типа детекторов: пропорциональный водородный счетчик и <sup>3</sup>He-счетчик. По <sup>244</sup>Cm и <sup>240</sup>Pu есть всего две-три работы. Желательно было бы применить еще не использовавшуюся для этих целей методику, обладающую высокой эффективностью, надежностью калибровки энергетической шкалы и способностью работать в интенсивных фоновых полях  $\gamma$ -квантов. Этим требованиям удовлетворяет использованный в данной работе однокристалльный сцинтилляционный спектрометр с дискриминацией  $\gamma$ -квантов.

В одном эксперименте в одних и тех же условиях измерены спектры мгновенных нейтронов спонтанного деления <sup>252</sup>Cf, <sup>244</sup>Cm и <sup>240</sup>Pu. Характеристики источников указаны в табл. 2.

Характеристики использованных источников Таблица 2

Изотоп	Химическое соединение	Количество $\alpha$ -частиц на деление	Интенсивность источника по нейтронам деления, нейтр/сек
<sup>240</sup> Pu	PuO <sub>2</sub>	1,9·10 <sup>7</sup>	8·10 <sup>3</sup>
<sup>244</sup> Cm	PuBr <sub>4</sub>	1,9·10 <sup>7</sup>	1·10 <sup>3</sup>
<sup>252</sup> Cf	Cm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	7,7·10 <sup>5</sup>	1·10 <sup>4</sup>
	Cf(NO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	31	5·10 <sup>4</sup>

Дискриминация  $\gamma$ -квантов основывалась на различии в эффективном времени высвечивания стильбена при облучении его нейтронами и  $\gamma$ -квантами. Схема дискриминации импульсов по их форме заимствована из работы [3].

Степень «подавления»  $\gamma$ -квантов с примененной схемой дискриминации достигала  $\sim 10^4$ . При этом регистрировались только протоны отдачи с энергией выше 1 Мэв. Необходимость высокой степени подавления  $\gamma$ -фона диктовалась высокой  $\gamma$ -активностью исследуемых образцов и достигалась ценою повышения нижнего порога регистрации нейтронов. Кристалл стильбена имел форму цилиндра диаметром 3 и высотой 3 см. Использовался фотоумножитель ФЭУ-13. Образцы исследуемых изотопов размещались на расстоянии 5 см по оси кристалла. Для уменьшения количества  $\gamma$ -квантов, попадающих в кристалл, между источником и кристаллом помещалась пластинка свинца толщиной 1 см. Измерения проводились в помещении на расстоянии от источника до стен, пола и потолка 5—9 м, что обеспечивало малый вклад рассеянных нейтронов. Стабильность регистрирующей аппаратуры периодически контролировалась по положению края комптоновского распределения реперного  $\gamma$ -источника  $^{208}\text{Tl}$ . Тщательный отбор и тренировка ФЭУ, а также небольшие колебания температуры в помещении ( $\pm 2-3^\circ\text{C}$ ) позволили обеспечить стабильность коэффициента усиления тракта лучше 1%.

Обработаемое амплитудное распределение получалось в результате суммирования отдельных распределений, измывшихся в течение интервалов времени ( $\sim 1,5$  ч), между которыми проводился контроль стабильности. Спектры нейтронов всех исследуемых изотопов получены в одинаковых геометрических условиях.

Одной из особенностей стильбена является нелинейная связь световыхода с энергией протонов отдачи. Поэтому весьма серьезное внимание уделялось калибровке энергетической шкалы спектрометра. Калибровка осуществлялась на электростатическом ускорителе с использованием моноэнергетических нейтронов, получаемых в реакциях  $p-T$ ,  $d-d$ ,  $d-T$ . Связь световыхода с энергией протона хорошо описывается для используемого кристалла стильбена полуэмпирической формулой Биркса [4]

$$V(E) = \int_0^E \frac{dE'}{1 + kB \frac{dE'}{dx}},$$

где  $V(E)$  — световспышка при возбуждении стильбена протонами энергии  $E$ ;  $\frac{dE'}{dx}$  — тормозная способность протонов энергии  $E'$  в стильбене;  $kB$  — эмпирический параметр (величина  $kB$  оказалась равной 0,013).

Аппаратурные спектры обрабатывались методом дифференцирования [5]:

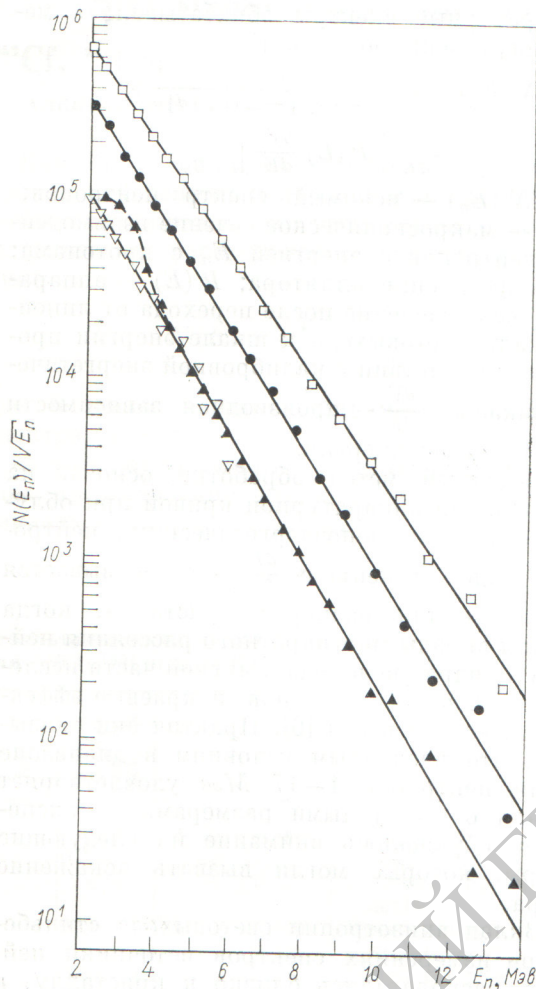
$$N(E_n) = - \frac{E_n}{1 - \exp[-\Sigma(E_n)d]} \times \times \frac{d}{dE} \left[ P(E) \frac{dV}{dE} \right]_{E=E_n}.$$

Здесь  $N(E_n)$  — искомый спектр нейтронов;  $\Sigma(E_n)$  — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с энергией  $E_n$  с протонами;  $d$  — толщина сцинтиллятора;  $P(E)$  — аппаратное распределение после перехода от линейной шкалы световыхода к шкале энергии протонов в соответствии с калибровкой энергетической шкалы;  $\frac{dV}{dE}$  — производная зависимости световыхода от энергии.

Приведенный метод обработки основан на представлении аппаратной кривой при облучении стильбена моноэнергетическими нейтронами в виде «ступеньки»  $\frac{dE}{E_n}$ , что оказывается допустимым для размеров кристалла, когда невелики вклады многократного рассеяния нейтронов на ядрах водорода в мягкой части исследуемого спектра нейтронов и краевые эффекты — в жесткой части [6]. Практически оказывается, что названным условиям в диапазоне энергий нейтронов 1—17 Мэв удовлетворяет кристалл с выбранными размерами. В эксперименте обращалось внимание на следующие факторы, которые могли вызвать искажение спектра.

1. Вклад анизотропии световыхода стильбена. При измерениях спектров источники нейтронов располагались близко к кристаллу, и углы падения нейтронов на кристалл при измерениях отличались от углов при калибровке световыхода, когда источник нейтронов располагался далеко от торца кристалла. Зависимость световыхода от угла падения нейтрона на кристалл [4] могла повлиять на тождественность калибровочной кривой и реализующуюся в данных условиях зависимость световыхода от энергий. Этот эффект проверялся в отдельном опыте, когда сравнивались спектры нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  при размещении источника близко ( $\sim 2$  см) и далеко ( $\sim 75$  см) от торца кристалла. Результаты опытов показали отсутствие влияния расстояния от источника до кристалла на форму спектра.

2. Учет наложений. Интегральная загрузка кристалла по нейтронам и  $\gamma$ -квантам при измерениях составляла около  $1-1,5 \cdot 10^3$  *имп/сек*. Необходимо было учесть вклад наложений, так как зарегистрированные в кристалле частицы,



Энергетические спектры нейтронов деления:

□ —  $^{252}\text{Cf}$ ; ● —  $^{244}\text{Cm}$ ; ▲ —  $^{240}\text{Pu}$  (окись); ▽ —  $^{24}\text{Pu}$  (бромид).

следующие друг за другом в интервале  $\tau \leq 1$  мксек, создавали на выходе ФЭУ наложенные  $n-n$ ,  $n-\gamma$  или  $\gamma-\gamma$  импульсы, которые пропускались схемой дискриминации и совпадали по времени с соответствующими импульсами в линейном канале.

Спектр наложений приближенно рассчитывался по формуле

$$\Delta N_k = \sum_{i=1}^p N_i N_j 2\tau; \quad p = \begin{cases} k-j & \text{для } k \text{ четного;} \\ k/2 & \\ k-1 & \text{для } k \text{ нечетного,} \\ 2 & \end{cases}$$

где  $\Delta N_k$  — число наложенных импульсов в  $k$ -м канале;  $N_i$ ,  $N_j$  — полная загрузка по нейтронам и  $\gamma$ -квантам в каналах с номерами  $i$  и  $j$ , связанными условием  $i+j=k$ ;  $\tau$  — эффек-

тивное разрешающее время в канале дискриминации.

Спектр, рассчитанный по этой формуле, оказался весьма круто спадающим в сторону больших амплитуд. Оценки показали, что доля случайных наложений при выбранных нагрузках не превышает 1% количества зарегистрированных импульсов.

3. Влияние свинцового экрана (между источником и кристаллом). Учитывалось измерением спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  со свинцом и без него. Влияние такого экрана на измеряемый спектр оказалось пренебрежимо малым.

4. Вклад  $(\alpha, n)$ -реакции. В сильно  $\alpha$ -активных окислах источников спонтанно делящихся изотопов ( $^{240}\text{Pu}$ ) заметный вклад в выход нейтронов дает  $(\alpha, n)$ -реакции на изотопе кислорода  $^{18}\text{O}$  [7]. В частности, в области  $E_n$  ниже 3—4 Мэв вклад  $(\alpha, n)$ -реакции оказался заметным для  $^{240}\text{Pu}$ . Вклад  $(\alpha, n)$ -нейтронов в мягкой области удалось исключить путем изготовления источника  $^{240}\text{Pu}$  в виде бромида плутония, в котором  $(\alpha, n)$ -реакция не идет. Малая интенсивность этого источника позволила измерить спектр нейтронов в диапазоне до  $\sim 6$  Мэв, однако область 2—4 Мэв не содержала примеси  $(\alpha, n)$ -нейтронов.

На рисунке в полулогарифмическом масштабе изображены измеренные спектры названных изотопов. Параметры жесткости  $\theta$  для  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  составляют  $1,42 \pm 0,03$ ;  $1,33 \pm 0,03$  и  $1,27 \pm 0,03$  Мэв соответственно. Прямые на рисунке проводились через экспериментальные точки, соответствующие значениям  $N(E_n)/\sqrt{E_n}$  по методу наименьших квадратов, и ошибка для  $\theta$  получилась неоправданно малой. Указанные в работе ошибки отражают возможную неточность измерения кривой световыхода и соответствуют разбросу значений  $\theta$  при обработке аппаратных распределений с  $kB = 0,012$  и  $0,014$ .

Как видно из табл. 1, результаты для  $^{252}\text{Cf}$  оказались близкими к последним результатам, опубликованным в 1969—1971 гг. Результат для  $^{244}\text{Cm}$  хорошо согласуется с результатами работ [8, 9], но единственные данные Боннера [10] для  $^{240}\text{Pu}$  заметно отличаются от результата, полученного в настоящей работе.

Расчет по полуэмпирической формуле (1)  $\bar{E} = 0,78 + 0,621 \sqrt{v+1}$  (3) дает для  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{240}\text{Pu}$  значения параметра  $\theta$ , равные 1,42; 1,33; 1,26 Мэв соответственно. Такому хорошему согласию, возможно, не следует придавать особого значения, по-

сколькx соотношение Террелла слишком приближенно и получено в предположении независимости параметра плотности уровней  $a$   $M_{эв}^{-1}$  от нуклонного состава ядра, в то время как массовая кривая заметно меняется от изотопа к изотопу, а вместе с тем меняется и параметр  $a$ .

Авторы выражают благодарность В. Г. Золотухину за проявленный интерес к работе, Б. А. Ефименко за помощь при обработке результатов измерений, К. Е. Володину за помощь в проведении измерений.

Поступила в Редакцию 5/VI 1973 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Terrell J. «Phys. Rev.», 1959, v. 113, p. 527.
2. Werle H., Bluhm H. Prompt Fission Neutron Spectra. IAEA, Vienna, 1972, p. 65.
3. Бровченко В. Г., Горлов Г. В. «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 4, с. 49.
4. Физика быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963, т. 1, с. 241.

5. Дулин В. А. и др. «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 2, с. 35.
6. Золотухин В. Г., Ефименко Б. А., Дорошенко Г. Г. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения. М., Атомиздат, 1967, с. 199.
7. Хабахпашев А. Г. «Атомная энергия», 1959, т. 7, вып. 1, с. 71.
8. Samjatnin Ju. e.a. Nuclear Data for Reactors. Helsinki, IAEA, 1970, v. II, p. 183.
9. Белов П. М. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, вып. 4, с. 727.
10. Bonner J. «Nucl. Phys.», 1961, v. 23, p. 116.
11. Hjalmar E. e.a. «Arkiv. Fys» 1956, v. 10, p. 357.
12. Smith A., Fields P. «Phys. Rev.», 1957, v. 108, p. 411.
13. Bowman H. e.a. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 2120.
14. Condé H., During G. Phys. and Chem. of Fission. IAEI, Vienna 1965, v. 2, p. 93.
15. Meadows J. «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 1076.
16. Green L. «Nucl. Sci. and Engng», 1969, v. 37, p. 232.
17. Herold F. Savannah River Laboratory Report, 1969. DR-949. (Proc. of a consultants meeting, Vienna, 1972, p. 18.)
18. Большов В. И. и др. В кн.: Физика деления ядер. М., Госатомиздат, 1962, с. 127.

## Рефераты статей, опубликованных в настоящем выпуске

УДК 621.039.526  
Боболович В. Н., Корякин Ю. И., Левен-  
таль Г. Б., Чернавский С. Я., Баскакова Н. А.,  
Чернышева Т. П. Роль быстрых реакторов в структуре  
равновешивающейся системы ядерной энергетики. — «Атомная энергия», 1974, т. 36, с. 251.

Работа посвящена исследованию аспектов ввода быстрых реакторов в систему развивающейся ядерной энергетики (ЯЭ). Исследования проводятся с помощью методов математического моделирования, предназначенных для определения ее оптимальной структуры по минимуму приведенных затрат на ее развитие. Рассмотрены гипотезы темпов роста мощности ЯЭ, различные стратегии в отношении типов реакторов и сроков начала массового ввода в действие быстрых реакторов и пр.

Показано, что такие реакторы должны занять значительное место в оптимальной структуре ЯЭ до 2000 г. с точки зрения эффективности повышения экономичности ЯЭ и решения ее топливной проблемы. Наиболее целесообразная структура ЯЭ — трехкомпонентная, включающая быстрые реакторы-размножители и тепловые реакторы-сжигатели и реакторы — «наработчики» плутония.

Задержка с началом ввода за 1990 г. ведет к значительному ущербу в отношении экономики и расхода природного урана; при задержке до 1990 г. ущерб не столь значителен. (6 рис., 3 табл., 2 библиографические ссылки.)

УДК 621.039:621.362  
Велихов Е. П., Голубев В. С., Черну-  
ха В. В. О возможности МГД-преобразования энергии импульсных термоядерных реакторов. — «Атомная энергия», 1974, т. 36, с. 258.

Обсуждается возможность применения некоторых схем кондукционных и индукционных МГД-генераторов для преобразования энергии импульсных термоядерных реакторов (ИТЯР), в которых энерговыделение производится специальным устройством с blanketом, поглощающим основную долю жесткого излучения ваярья. Выявлены физические ограничения на достижимую эффективность преобразования, получаемые параметры плазмы в реакторе (давление  $\sim 1$  кбар, температура  $\sim 2-3$  эв) и на выбор рабочего тела. Приведены примерные параметры фарадеевского сверхзвукового плазменного МГД со сплошными электродами (эффективность  $\sim 0,4$ ) и индукционного поршневого МГД (эффективность  $\sim 0,6$ ), генерирующих переменные во времени ток и напряжение. (2 рис., 4 библиографические ссылки.)

УДК 533.9.07  
Акчапанов Б. С. О механизме нагрева электронов в магнитных ловушках при взаимодействии спирального электронного пучка с плазмой. — «Атомная энергия», 1974, т. 36, с. 261.

В работе экспериментально изучен механизм нагрева электронов пучка и плазмы при взаимодействии мощного спирального пучка с плазмой в ловушке с магнитными пробками. На основе результатов исследований сделан вывод о том, что в магнитной ловушке происходит нагрев электронов пучка и плазмы, а в зависимости от режима работы ответственными за нагрев электронов могут быть различные типы колебаний. Наблюдаемая сложность процессов, сопровождающих нагрев электронов, находится в хорошем согласии с нелинейной теорией турбулентного нагрева плазмы. (12 рис., 31 библиографическая ссылка.)

УДК 621.039.517.5  
Ямников В. С., Маланченко Л. Л., Соля-  
ный В. И. Влияние изменения неравномерности энерговыделения в горючем тепловых реакторов на распределение температур в твэлах. — «Атомная энергия», 1974, т. 36, с. 269.

Получено аналитическое решение уравнения теплопроводности для оболочки и горючего цилиндрического твэла с учетом неравномерности энерговыделения по сечению горючего за счет накопления плутония в наружных слоях горючего.

Найдена аппроксимация распределения вероятности избежать резонансного поглощения по радиусу горючего, позволяющая рассчитать перераспределение энерговыделения в горючем в процессе кампании. В качестве примера приведен тепловой расчет твэла ВВЭР-1000. Показано снижение уровня температур в горючем в результате накопления плутония. (4 рис., 5 библиографических ссылок.)

УДК 621.039.553.36; 620.193.47.7  
Герасимов В. В., Громова А. И., Белоус  
В. Н., Гостева В. А., Фельдгадлер Э. Г. Коррозионная стойкость сталей ферритно-аустенитного класса и возможность их использования в ядерной энергетике. — «Атомная энергия», 1974, т. 36, с. 273.

В работе рассмотрено коррозионное поведение сталей ферритно-аустенитного класса (ЭП-53, ЭП-54, ЭП-214 и ЭП-26) в условиях эксплуатации атомных реакторов. Показана возможность использования этих сталей в реакторостроении вместо стали X18Ni10T. (1 рис., 7 табл., 17 библиографических ссылок.)

(Продолжение на стр. 289)