

$n=0$, $T_i=0$; этот результат был получен Тоневом и Коуингом *).

2) $I=\text{const} < 0$ (I и J противоположны по направлению).

При малых токах ($J \ll J_0$) показатель p имеет минимальное значение, равное $-4 \frac{I}{J_0}$, и плотность тока монотонно возрастает по мере увеличения радиуса. С увеличением тока p возрастает и зависимость плотности тока от радиуса становится все более резкой. Начиная со значения тока $J=-I$, максимум плотности отходит от внешней стенки камеры и перемещается по направлению к ее внутренней стенке. При $J \gg J_0 - 2I$ характер распределения тока становится аналогичным случаю, когда $I=0$.

В заключение рассмотрим случай, когда центральный проводник является «обратным проводом» и через него пропускается некоторая часть разрядного тока:

$$I = -kJ.$$

В этом случае максимум тока всегда лежит внутри камеры, перемещаясь при изменении k от 0 до 1 от внутренней стенки ($r_m=r_1$) до внешней ($r_m=r_2$). При малых токах ($J \ll J_0$) p близко к нулю, а распределение почти равномерно по сечению и имеет лишь слабо выраженный максимум, при

$$r = [r_1^2 + k(r_2^2 - r_1^2)]^{1/2}.$$

*) P. Thonemann, W. Cowhig. Proc. Phys. Soc. B64, 345 (1951).

С увеличением тока r_m несколько уменьшается, показатель p возрастает и максимум распределения становится все более резко выраженным. Наконец, при токах $J \gg \frac{J_0}{2k}$

$$\gamma \approx 2k, \quad p \approx \frac{4k(x+1)J}{x-1} \frac{J}{J_0}.$$

и весь ток оказывается сосредоточенным в узкой области вблизи

$$r_m = r_1 x^{\frac{1}{p+2}}.$$

Так, например, при $k = \frac{1}{2}$ получаем

$$r_m = \left[\frac{r_1^2 + r_2^2}{2} \right]^{1/2}, \quad \text{если } J \ll J_0;$$

$$\sqrt{r_1 r_2}, \quad \text{если } J \gg \frac{J_0}{2k}.$$

Таким образом, если по внутреннему проводу пропустить обратный ток, составляющий k -ую часть разрядного тока, то при достаточно большой его величине разряд локализуется внутри камеры около $r=r_m$, зависящего от величины k , оставаясь изолированным от стенок и образуя полый тонкостенный цилиндр.

Поступило в редакцию 7 VIII 1958 г.

Систематика спектров мгновенных нейтронов деления

В. П. Ковалев, В. С. Ставинский

В работах [1]—[3] экспериментально обнаружено, что спектры нейтронов деления U^{235} , Pu^{239} и Cf^{252} более жесткие, чем спектр деления U^{235} , причем жесткость увеличивается от спектра U^{235} к спектру Cf^{252} .

В настоящей работе на основе модели испарения делается попытка обобщить опытные данные о спектрах нейтронов деления.

В соответствии с работой [4] вероятность $W(s)ds$ испускания возбужденным ядром нейтрона с энергией в интервале от s до $s+ds$ в системе координат, связанной с ядром, выражается соотношением:

$$W(s)ds = \text{const } \sigma(E_B, s) s \times \exp \left[-\frac{s}{\tau(E_B - E_{CB})} - \frac{s^2 \alpha}{\tau(E_B - E_{CB})} \right] ds. \quad (1)$$

Здесь $\sigma(E_B, s)$ — сечение обратного процесса образования компаунд-ядра, E_B — энергия возбуждения компаунд-ядра, E_{CB} — энергия связи нейтрона, $\tau(E_B - E_{CB})$ — температура остаточного ядра, определяемая уравнением состояния:

$$E = a\tau^2. \quad (2)$$

Постоянная a в уравнении (2) определяется числом частиц и взаимодействием между ними. Для вырожденного фермиевского газа нуклонов $a \approx 0,07A$, где A — число частиц [5]. Учет взаимодействия между

нуклонами может уменьшить величину a на $15 \div 20\%$ [6]. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат этим оценкам [7]. Нами использовалось значение $a = 0,06A$, хорошо согласующееся с результатами измерения спектра нейтронов деления U^{235} .

Формула (1) отличается от обычно используемой наличием члена $s^2 \alpha / \tau$, где

$$\alpha = \frac{1}{4(E_B - E_{CB})}.$$

Необходимость учета его связана с тем, что наблюдаемое на опыте различие спектров проявляется в их жесткой части, где вклад этого члена составляет $10 - 20\%$. Пренебрежение им приводит к увеличению постоянной a в формуле для τ на $15 \div 20\%$, что хуже согласуется с экспериментальными данными для a .

С учетом движения осколков спектр нейтронов деления $N(E)$ из отдельного осколка в лабораторной системе координат имеет вид [8]:

$$N(E) = \text{const} \int \frac{W(s) s^{-1/2} ds}{E(1 + \sqrt{\omega/E})^2} \quad (3)$$

где ω — средняя кинетическая энергия осколка на один нуклон.

Поскольку основная часть спектра нейтронов деления лежит в области энергий $\epsilon < 3 \text{ Мэв}$, то в соответствии с нашей предыдущей работой [9] принималось:

$$\sigma(E_B, \epsilon) \sim 1/\sqrt{\epsilon}.$$

В этом приближении согласно формуле (3)

$$N(E) = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{E}{\tau} - \frac{\alpha E(E + 6\omega)}{\tau} \right] \times \\ \times \text{sh} \left[\frac{2\sqrt{\omega E}}{\tau} (1 + 2\alpha E + 2\omega\alpha) \right]. \quad (4)$$

Формула (4) была положена в основу расчетов спектров нейтронов деления. При $\alpha = 0$ она переходит в известную формулу, полученную Гуревичем и Мушкиным [10] и Уаттом [11].

Наиболее важным параметром, определяющим вид спектра нейтронов деления, вылетающих из отдельного осколка, является его энергия возбуждения, величина которой существенным образом зависит от деталей процесса разделения осколков. Экспериментально не известны ни наиболее вероятное значение этой величины, ни закон ее распределения. Попытка вычисления распределения суммарной энергии возбуждения пары осколков была сделана Личманом [12]. Однако вычисленные им на основе полученного распределения величины ν_L/ν_T и E_γ (где ν_L/ν_T — отношение средних чисел нейтронов из легкой и тяжелой групп осколков, E_γ — средняя энергия, уносимая из осколков деления γ -квантами), не согласуется с опытом [8], [12].

Поэтому в настоящей работе анализ спектров

$$N'_{L,T}(E) = \text{const} \int_{E(1-\sqrt{\omega/E})^2}^{E(1+\sqrt{\omega/E})^2} \epsilon_2^{-1/2} d\epsilon_2 \times \int_0^{E_{B,L,T}-E_{CB1,L,T}-E_{CB2,L,T}-\epsilon_2} \epsilon_1^{1/2} (E_{B,L,T}-E_{CB1,L,T}-E_{CB2,L,T}-\epsilon_1) e^{-\frac{\epsilon_1}{\tau_{L,T}}} d\epsilon_1. \quad (6)$$

нейтронов деления проводился при следующих упрощающих предположениях:

1. Рассматривались два осколка, соответствующие наиболее вероятному типу деления.

2. Угловое распределение нейтронов в системе координат, связанной с осколком, считалось изотропным.

3. Распределению энергии возбуждения каждого осколка ставилась в соответствие некоторая эффективная энергия возбуждения, которая находилась из наблюдаемых на опыте величин ν_L/ν_T , $\bar{\nu} = \nu_L + \nu_T$. При этом рассматривались случаи, когда $1 \leq \nu_L/\nu_T < 2$, что выполняется для большинства элементов при спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами [13], [14].

Отношение ν_L/ν_T , измеренное в работах [8], [15], равно $1,3 \pm 0,08$ и $1,24$ для U^{235} и U^{233} соответственно. При вычислении ν_L/ν_T для других элементов предполагалось, что ν_L/ν_T является линейной функцией наиболее вероятного массового отношения осколков. Заметим, однако, что выбор зависимости ν_L/ν_T не влияет существенно на результаты расчетов. Близкие результаты получаются также в предположении, что $\nu_L/\nu_T = 1,3$ для всех элементов.

Эффективная энергия каждого осколка находилась из уравнения

$$\nu_L, \tau = 2 - P_{1,L,T},$$

где $P_{1,L,T}$ — вероятность испускания легким или тяжелым осколком только одного нейтрона очевидно,

$$P_{1,L,T} = \frac{\int_{E_{B,L,T}-E_{CB1,L,T}-E_{CB2,L,T}}^{E_{B,L,T}-E_{CB1,L,T}} \omega(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{E_{B,L,T}-E_{CB1,L,T}-E_{CB2,L,T}} \omega(\epsilon) d\epsilon}. \quad (5)$$

Здесь $E_{CB1,L,T}$, $E_{CB2,L,T}$ — энергии связи «первого» и «второго» нейтронов в осколках.

В расчетах полагалось:

$$E_{CB2,L,T} = E_{CB1,L,T} + 0,15 \text{ Мэв}.$$

Рассчитанные величины $E_{B,L,T}$, ν_L/ν_T и другие необходимые для расчета спектров нейтронов деления параметры, взятые из работ [13], [14], [16], сведены в таблицу.

Суммарный спектр нейтронов деления, вылетающих из обоих осколков, имеет сложную структуру, поскольку каждый осколок в нашей схеме может испустить либо один нейтрон с вероятностью $P_{1,L,T}$, либо два с вероятностью $1 - P_{1,L,T}$. Можно показать, что вследствие движения осколков точное выражение для спектра близко к выражению для спектра двух последовательно испаряющихся из каждого осколка нейтронов. Для простоты расчеты спектров проводились в приближении последовательного испарения двух нейтронов.

Спектры «первых» нейтронов из каждого осколка рассчитывались по формуле (4), спектры «вторых» нейтронов — по формуле

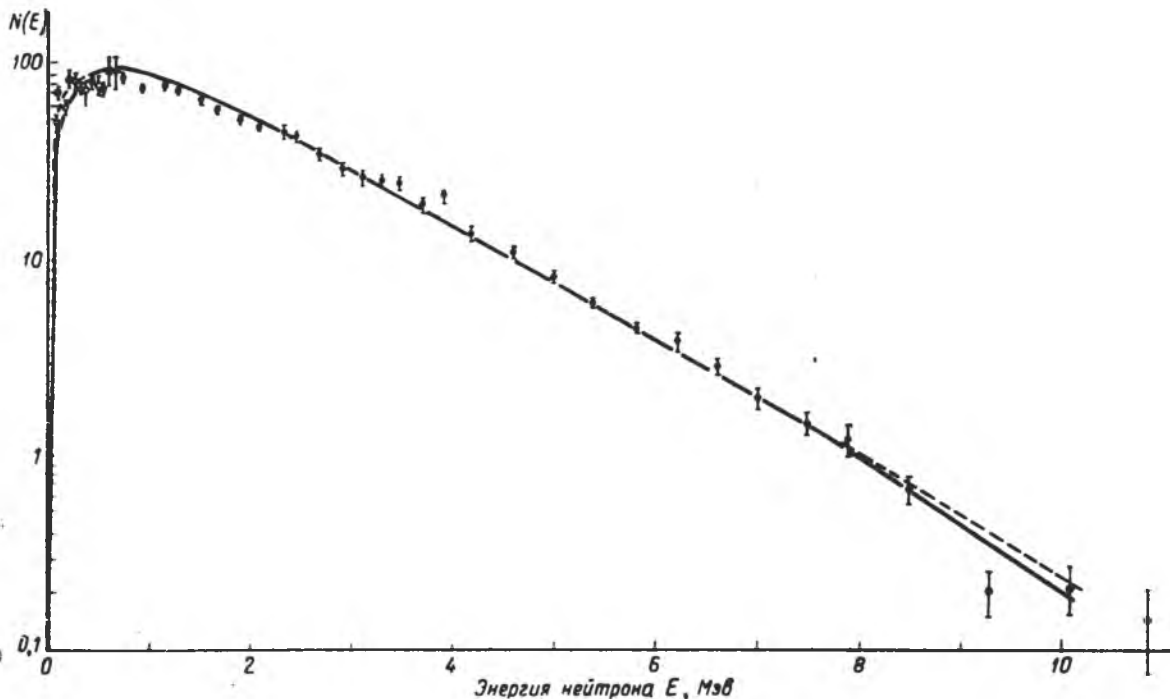
Подобный вид спектра «вторых» нейтронов определяется тем, что энергия возбуждения осколка после вылета первого нейтрона не намного превышает энергию связи второго нейтрона и вследствие этого плотность уровней осколка после вылета второго нейтрона слабо меняется в зависимости от его энергии; сечение же $\sigma(E_B - E_{CB1} - E_{CB2}, \epsilon_2)$ можно принять постоянным.

Результаты расчета и экспериментальные данные для U^{235} [17], [18], [20] приведены на рис. 1. Пунктирная кривая соответствует аппроксимационной формуле типа

$$N(E) = \text{const} \cdot E^{1/2} \exp \left(-\frac{E}{B} \right), \quad (7)$$

где $B = 1,29$. Как видно из рисунка, согласие эксперимента с расчетом весьма хорошее.

Сравнение спектров нейтронов деления U^{235} , U^{233} , Pu^{239} с помощью пороговых детекторов [2], [3] приводит к значениям параметра жесткости B , равным $1,33$ и $1,34$ для U^{233} и Pu^{239} соответственно. Расчет в предположении, что жесткость спектра определяется в основном «первыми» нейтронами, дает для этих величин значения $1,346$ и $1,345$, что в пределах ошибок согласуется с опытом.

Рис. 1. Результаты расчета спектра нейтронов деления U^{235} :

○—данные работы [17]; ■—данные работы [18]; ●—данные работы [20].

Аналогичные расчеты параметра B для других делящихся элементов и измерения спектров показывают, что имеется общая тенденция слабого ужесточения спектров нейтронов деления с ростом Z^2/A (Z —заряд, A —атомный вес делящегося ядра).

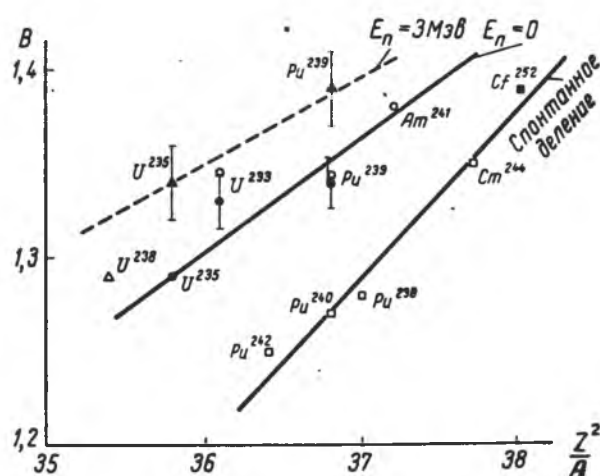
Расчеты дают качественную картину роста параметра жесткости B в зависимости от Z^2/A , представленную на рис. 2.

Из таблицы и рис. 2 видно также, что при возрастании энергии возбуждения делящегося ядра на 1 Мэв параметр жесткости B увеличивается на $1\div 2\%$, что согласуется с результатами работ [3], [14].

В области низких энергий ($< 1 \text{ Мэв}$) спектры нейтронов деления U^{235} , U^{233} , Pu^{239} , как показывает расчет, различаются не более чем на 12% . Этот результат не противоречит имеющимся для этих элементов экспериментальным результатам измерений спектров в интервале энергий $50\text{--}700 \text{ кэв}$ [17].

Знание спектров «первого» и «второго» нейтронов и энергии связи нейтронов в осколках позволяет оценить величину средней энергии E_0 , уносимой нейтроном из осколков, и часть энергии возбуждения E_γ , уносимую из осколков деления γ -лучами.

Если справедлив линейный закон возрастания γ в зависимости от энергии возбуждения, то рассчитанные значения величины $1/E_0$ должны совпадать с наблюдаемой величиной $\Delta\gamma/\Delta E$ [13], [19]. Значения $1/E_0$ для U^{235} , U^{233} , Pu^{239} в пределах ошибок совпадают с экспериментальным значением $\Delta\gamma/\Delta E$ вплоть

Рис. 2. Зависимость жесткости спектров нейтронов деления от параметра Z^2/A делящегося ядра:

●▲■—данные работ [1], [3], [14]; ○△□—результаты расчета.

до энергий возбуждения порядка двух энергий связи нейтрона в делящемся ядре и несколько расходятся с ними в области больших энергий возбуждения. Это расхождение, однако, легко устраняется предположением о некотором отклонении хода функции

Параметры для расчета спектров

Ядро	$\bar{\nu}$	$\frac{\nu_L}{\nu_T}$	$E_{\text{вл.}}$ Мэв	$E_{\text{вт.}}$ Мэв	$E_{\text{св.1 л.}}$ Мэв	$E_{\text{св.1 т.}}$ Мэв	$\omega_{\text{л.}}$ Мэв	$\omega_{\text{т.}}$ Мэв	$\frac{1}{E_0}$ Мэв ⁻¹	$\frac{\Delta\nu}{\Delta E}$ Мэв ⁻¹ $E_n = 4 \text{ Мэв}^*$	$\frac{\Delta\nu}{\Delta E}$ Мэв ⁻¹ $E_n = 15 \text{ Мэв}^*$
U ²³⁵	2,47±0,03	1,26	11,5	10,5	5,00	5,04	1,06	0,47	0,152	0,136±0,025	0,135±0,012
U ²³³	2,58±0,06	1,28	12,2	11,3	5,14	5,34	1,08	0,44	0,142	0,127±0,025	0,124±0,011
Pu ²³⁹	3,05±0,08	1,22	13,2	11,4	5,39	5,13	1,00	0,51	0,147	0,131±0,022	0,121±0,013
Am ²⁴¹	3,14±0,04	1,20	13,4	12,0	5,10	5,30	1,00	0,52	0,143	—	—
Pu ²⁴²	2,18±0,09	1,20	11,6	10,2	5,32	4,89	1,00	0,52	0,143	—	—
Pu ²⁴⁰	2,26±0,05	1,22	12,0	10,4	5,39	5,13	1,00	0,51	0,145	—	—
Pu ²³⁸	2,33±0,08	1,24	12,3	10,9	5,54	5,39	1,00	0,50	0,140	—	—
Cm ²⁴⁴	2,82±0,05	1,18	13,8	11,8	5,83	5,27	1,00	0,57	0,131	—	—
U ²³⁸	2,86±0,06	1,23	11,8	10,2	4,77	4,95	1,00	0,50	0,159	—	—

* E_n — кинетическая энергия нейтрона, вызывающего деление.

$\nu(E)$ от линейного закона в области больших энергий возбуждения.

Что касается оценки величины E_γ , то расчет дает для нее значение 4÷6 Мэв, т. е. меньше наблюдаемого. Такой результат не является неожиданным, так как при расчете принимались во внимание только те γ -лучи, которые испускаются из осколков после вылета нейтронов. Это означает, что рассчитанные значения эффективной энергии возбуждения $E_{\text{вл.т}}$ соответствуют не полному распределению энергии возбуждения, а только его части, лежащей выше $E_{\text{св.л.т}}$.

Анализ спектров нейтронов деления показывает, что в рамках модели испарения нейтронов из движущихся осколков можно объяснить как форму спектров деления, так и наблюдаемое различие между ними при разумных параметрах теории. Таким образом, по своим термодинамическим свойствам осколки деления не отличаются от обычных ядер. Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Жесткость спектров нейтронов деления монотонно возрастает с ростом параметра Z^2/A делящегося ядра, т. е. увеличение энергии возбуждения делящегося ядра с ростом Z^2/A проявляется не только в увеличении ν , но и в ужесточении спектров нейтронов деления.

Изменение параметра жесткости B в зависимости от энергии возбуждения составляет 1÷2% на 1 Мэв.

2. Для одновременного описания процесса испускания нейтронов и γ -лучей из осколков необходимо знание распределения энергии возбуждения каждого осколка.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Лейпунскому за внимание к работе и обсуждению результатов, И. И. Бондаренко и Л. Н. Усачеву за ряд критических замечаний и В. П. Харину за выполнение численных расчетов.

Поступило в редакцию 18 VII 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. B. Smith, P. R. Fields, I. H. Roberts. Phys. Rev. 108, 411 (1957).

2. Z. Grundl, I. Neueg. Bull. Amer. Phys. Soc. 24, 95 (1956).
 3. В. П. Ковалев, В. Н. Андреев, М. Н. Николаев, А. Г. Гусейнов. ЖЭТФ 33, 1069 (1957).
 4. V. Weisskopf. Phys. Rev. 52, 295 (1957).
 5. R. Hofstadter, B. Hahn, A. W. Knudsen, I. A. McIntyre. Phys. Rev. 95, 512 (1954).
 6. K. Brueckner, J. Gammet. Phys. Rev. 109, 1023 (1958).
 7. P. Fong. Phys. Rev. 102, 434 (1956).
 8. J. Fraser. Phys. Rev. 88, 536 (1952).
 9. В. П. Ковалев, В. С. Ставинский. ЖЭТФ 35, 787 (1958).
 10. И. И. Гуревич, К. Н. Мухин. Отчет АН СССР, 1951 г. См. приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 74.
 11. B. Watt. Phys. Rev. 87, 1037 (1952).
 12. R. Leachman. Phys. Rev. 101, 1005 (1956).
 13. J. Terrell. Phys. Rev. 108, 783 (1957).
 14. И. И. Бондаренко, В. Д. Кузьмин, Л. С. Кудачева, Л. Н. Прохорова, Г. Н. Смиренин. Доклад № 2187 на второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958.
 15. J. Fraser, J. Milton. Phys. Rev. 93, 818 (1954).
 16. A. B. Smith, P. R. Fields, A. M. Friedman. Phys. Rev. 104, 699 (1956).
 17. В. Н. Ковалев. ЖЭТФ 34, 501 (1958).
 18. Р. Личмен. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г. Физ.-мат. изд-во, 1958, т. 2, стр. 220.
 19. Г. Н. Смиренин, И. И. Бондаренко, Л. С. Кудачева, Х. Д. Мищенко, Л. И. Прохорова, В. П. Шеметенко. Атомная энергия 4, вып. 3, 188 (1958).
 20. L. Cranberg, G. Frye, N. Nereson, L. Rosen. Phys. Rev. 103, 662 (1956).