

быть одинаково истолкованы, что дает основание думать, что они имеют одинаковую природу и тесно связаны с существованием дискретной структуры каналов деления в седловой точке делящегося ядра. Другое важное следствие опыта состоит в том, что эта структура, судя по данным для  $\text{Pu}^{239}$  [8], сохраняется вплоть до весьма значительных энергий возбуждения в седловой точке — приблизительно  $2,5 \text{ Мэв}$ .

В опубликованной недавно работе [17] на основе анализа зависимости  $K^2$  от энергии возбуждения в седловой точке, полученной из измерений угловой анизотропии осколков в реакциях  $\text{Pu}^{239}(d, pf)$  и  $\text{U}^{233}(d, pf)$ , авторы пришли к выводу, что величина энергетической щели в спектре уровней в седловой точке составляет  $\sim 2,7 \text{ Мэв}$ . Это значение находится в хорошем соответствии с результатами настоящей работы и [8].

Поступило в Редакцию 19/VIII 1963 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Нестеров и др. «Атомная энергия», 11, 248 (1961).
2. R. Henkel, J. Brolley. Phys. Rev., 103, 1292 (1956).
3. J. Simmons, R. Henkel. Там же, 120, 198 (1960).

4. L. Wilets, D. Chase. Там же, 103, 1296 (1956).
5. В. М. Струтинский. ЖЭТФ, 39, 78 (1960).
6. О. Бор. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 175.
7. L. Blumberg, R. Leachman. Phys. Rev., 116, 102 (1959).
8. J. Northrop et al. Там же, 115, 1277 (1959).
9. K. Alder et al. Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
10. А. С. Давыдов, Г. В. Филиппов. ЖЭТФ, 36, 440 (1956).
11. Л. Н. Усачев и др. Там же, 44, 1950 (1963).
12. Ю. Т. Гринь. Там же, 43, 1880 (1962).
13. Дж. Гриффин. Строение ядра. Сборник обзорных докладов, прочитанных на Международной конференции по структуре ядра (Канада, 1960). М., Госатомиздат, 1962, стр. 309.
14. В. Г. Нестеров и др. «Атомная энергия», 10, 620 (1961).
15. Г. Н. Смиренькин и др. Там же, 13, 366 (1962).
16. Дж. Юз, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
17. H. Britt et al. Phys. Rev. Letters, 11, 343 (1963)

УДК 539.173.4

## Средняя кинетическая энергия осколков при делении выше порога ( $n, nf$ )

В. Н. Околович, Г. Н. Смиренькин

Метод относительного измерения средней кинетической энергии осколков деления  $\bar{E}_K$  позволил изучить зависимость  $\bar{E}_K$  от энергии бомбардирующих нейтронов  $E_n$  с точностью до нескольких долей процента [1—4]. Результаты опыта свидетельствуют об исключительной стабильности конфигурации ядра в момент разделения по отношению к изменению энергии возбуждения. Отклонения от гипотезы Фаулера [5] о независимости  $\bar{E}_K$  от энергии возбуждения делящегося ядра  $E_x$ , обнаруженные при делении  $\text{U}^{235}$  [3] и  $\text{U}^{233}$  [4] нейтронами с  $E_n < 1,5 \text{ Мэв}$ , не превышают 0,5%. При более высоких  $E_n$  (до  $\sim 5 \text{ Мэв}$ )  $\bar{E}_K$  еще слабее зависит от  $E_x$ . При больших возбуждениях энергетическая зависимость  $\bar{E}_K$  изучена менее подробно и надежно, однако имеющиеся данные [2, 6—8] указывают на уменьшение  $\bar{E}_K$  с ростом  $E_x$ . В работе [2] проводилось прямое сравнение  $\bar{E}_K$  при делении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами с  $\bar{E}_K$  при делении нейтронами с энергией  $15 \text{ Мэв}$ . Сравнение показало, что в последнем случае  $\bar{E}_K$  на  $1,5 \pm 0,3 \text{ Мэв}$  меньше.

Для получения более полной информации о характере зависимости  $\bar{E}_K$  от  $E_x$  при надпороговом делении интересно выполнить измерения, аналогичные работе [2], для других ядер-мишеней и еще больших энергий возбуждения. В настоящей работе такие измерения были выполнены для  $\text{U}^{233}$  ( $E_n = 15 \text{ Мэв}$  и  $E_n = 20 \text{ Мэв}$ ),  $\text{U}^{235}$  ( $E_n = 20 \text{ Мэв}$ ),  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Pu}^{239}$  ( $E_n = 15 \text{ Мэв}$ ). Значения  $\bar{E}_K$  определялись с помощью ионизационной камеры с сеткой. Использовались слои делящегося

вещества толщиной  $10\text{--}50 \text{ мкг/см}^2$ , источником нейтронов служили реакции  $T(d, n)$  и  $T(p, n)$ .

Методика измерений и обработки данных опыта подробно изложена в работах [1—4]. Численные данные, характеризующие измерявшиеся величины и ошибки эксперимента, приведены в таблице. При вычислении разницы сравниваемых энергий осколков  $\Delta\bar{E}_K$  опорные значения  $\bar{E}_K$  для деления  $\text{U}^{233}$ ,  $\text{U}^{235}$ ,  $\text{Pu}^{239}$  тепловыми нейтронами и  $\text{U}^{238}$  нейтронами с  $E_n = 2 \text{ Мэв}$  принимались равными 166,5; 167; 173 и 168  $\text{Мэв}$  соответственно [9—11].

Результаты измерения  $\Delta\bar{E}_K$

Делящийся изотоп	Энергия нейтронов, $\text{Мэв}$	$\Delta\bar{E}_K$ , $\text{Мэв}$
$\text{U}^{233}$	15	$-1,82 \pm 0,32$
	20	$-2,81 \pm 0,38$
$\text{U}^{235}$	15	$-1,74 \pm 0,40$
	20	$-3,62 \pm 0,38$
$\text{U}^{238}$	15	$-1,93 \pm 0,42$
$\text{Pu}^{239}$	15	$-3,46 \pm 0,54$

На рис. 1 приводятся полученные в настоящей работе результаты измерений  $\Delta\bar{E}_K$  для  $\text{U}^{235}$  (а) и  $\text{U}^{233}$  (б) в зависимости от энергии возбуждения  $E_x$  составного ядра, а также значения  $\Delta\bar{E}_K$  для области  $E_n$  от 0 до



5 Мэв и данные, полученные Уитстоном и Личменом [6] для реакции  $\text{Th}^{232}(\alpha, f)$  при энергии  $\alpha$ -частиц 21,8; 25,5 и 29,2 Мэв. Энергия возбуждения составного ядра  $\text{U}^{236}$  при этих энергиях  $\alpha$ -частиц соответствует энергии возбуждения при делении  $\text{U}^{235}$  под действием нейтронов с энергиями 10,9; 14,6 и 18,3 Мэв соответственно. Расчет  $E_x$  был выполнен по таблицам масс ядер Зеегера [12]. Значения  $\bar{E}_K(E_\alpha)$ , вычисленные из распределений масс и кинетической энергии осколков [6, 13], были нормированы к значению  $\bar{E}_K$  при  $E_n = 15$  Мэв на основании приближительного равенства  $E_x$  при делении  $\text{Th}^{232}$   $\alpha$ -частицами с  $E_\alpha = 25,5$  Мэв

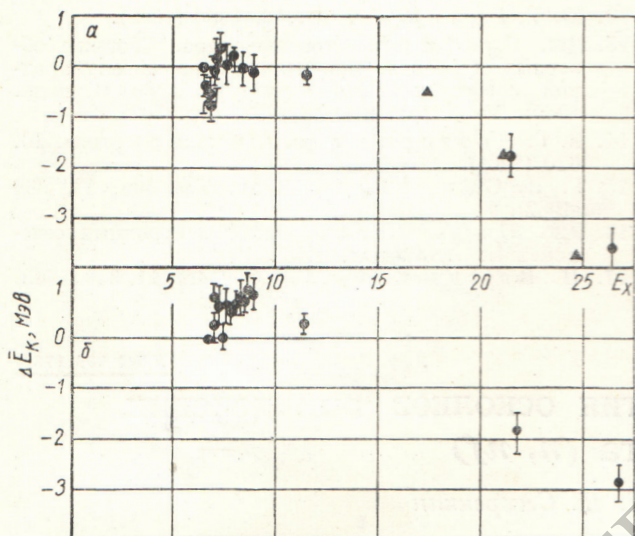


Рис. 1. Зависимость  $\Delta \bar{E}_K$  при делении составных ядер  $\text{U}^{234}$  и  $\text{U}^{235}$  от энергии возбуждения  $E_x$ .  
● — данные настоящей работы; ▲ — данные работы [6].

и  $\text{U}^{235}$  нейтронами с  $E_n = 15$  Мэв. Эта операция проделана для того, чтобы исключить значительные неопределенности в абсолютных величинах  $\bar{E}_K$  и сделать более наглядной и отчетливой картину относительной зависимости  $\bar{E}_K$  от  $E_x$ .

Из рассмотрения данных, приведенных на рис. 1 и в таблице, можно заключить, что падение  $\bar{E}_K$  в изученной области  $E_x$  — регулярный эффект, не зависящий от типа ядра-мишени. При этом следует иметь в виду, что начиная с  $E_n \sim 12$  Мэв, когда становится энергетически возможным испускание нейтрона до деления, истинная средняя энергия возбуждения делящихся ядер меньше, чем  $E_x$  (см. рис. 1). Таким образом, реальная энергетическая зависимость круче, чем изображенная на рис. 1.

Рассмотрим возможные причины наблюдающегося уменьшения  $\bar{E}_K$ . Прежде всего оценим, как велико влияние вклада делений ядер с меньшей массой, возникающих вследствие предварительного испарения нейтронов. Воспользуемся для этого результатами выполненного в работе [9] исследования зависимости  $\bar{E}_K$  от массы делящегося ядра  $A$ . Эта зависимость описывается прямой, наклон которой  $\frac{1}{E_K} \cdot \frac{d\bar{E}_K}{dA} = 1,9 \cdot 10^{-3}$

соответствует изменению  $\bar{E}_K$  на 0,3 Мэв при изменении массы ядра на единицу. Используя эти значения и данные о сечениях деления [14], нетрудно показать, что уменьшение  $\bar{E}_K$  вследствие указанного эффекта существенно меньше наблюдаемого и составляет, например, для  $\text{U}^{235}$  ( $E_n = 15$  и  $E_n = 20$  Мэв)  $\sim 0,2$  Мэв. Отсюда можно заключить, что вступление в игру новых составных ядер мало искажает картину энергетической зависимости  $\bar{E}_K$  и уменьшение  $\bar{E}_K$  можно практически полностью объяснить эффектами, связанными с возрастанием  $E_x$ . Наиболее естественно попытаться объяснить падение  $\bar{E}_K$  с ростом  $E_x$  изменением распределения масс осколков  $Y(\mu)$  и зависимостью кинетической энергии осколков от отношения их масс  $E_K(\mu)$ . На рис. 2 приведены данные  $Y(\mu)$  и  $E_K(\mu)$  для деления составного ядра  $\text{U}^{236}$  при двух энергиях возбуждения: 6 Мэв ( $\text{U}^{235} + n$ , тепловые нейтроны) и  $\sim 21$  Мэв ( $\text{U}^{235} + n$ ,  $E_n = 14,5$  Мэв и  $\text{Th}^{232} + \alpha$ ,  $E_\alpha = 25,5$  Мэв) [6, 10, 15—17]. Для удобства представленные данные  $E_K(\mu)$  нормированы к одному и тому же значению  $\mu = 1,45$ . Оба распределения при увеличении  $E_x$  претерпевают весьма сильные изменения. Характер изменения кривой  $E_K(\mu)$  связан главным образом следующими двумя факторами. Во-первых, увеличение энергии возбуждения, вносимой в ядро, сопровождается уменьшением оболочечных эффектов в процессе деления. В настоящее время можно считать определенно установленным, что происхождение максимума  $E_K(\mu)$  тесно связано с влиянием степени заполнения ядерных оболочек с  $Z=50$ ,  $N=82$  в тяжелом осколке [18—20]. Из рис. 2 видно, что максимум в соответствии со сказанным выше заметно падает при увеличении  $E_x$ . Во-вторых, с возрастанием  $E_x$  увеличивается вероятность симметричного деления, которое характеризуется, по-видимому, другим значением и другой зависимостью от отношения масс осколков по срав-

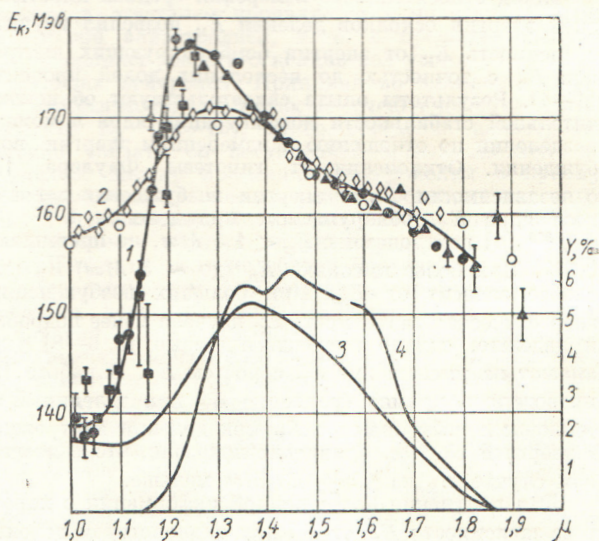


Рис. 2. Кинетическая энергия  $E_K$  и выход  $Y$  осколков как функция отношения масс осколков  $\mu$  для деления тепловыми нейтронами (кривые 1 и 2) и для энергии возбуждения, соответствующей  $E_n = 15$  Мэв (кривые 3 и 4).

Данные работ: ● — [10]; ▲ — [16]; ■ — [17]; ○ — [15]; ◇ — [6].



нению с асимметричным делением в области значений  $\mu$ , близких к единице.

Количественные оценки показывают, что изменение распределений  $Y(\mu)$  и  $E_K(\mu)$  приводит к уменьшению средней кинетической энергии осколков для сравниваемых на рис. 2 энергий возбуждения примерно на 1 Мэв. Не исключено также, что наблюдающаяся зависимость  $\bar{E}_K(E_x)$  частично связана с тепловым расширением ядра [21], однако оценка такого расширения при имеющейся экспериментальной информации едва ли осуществима.

Поступило в Редакцию 19/VIII 1963 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 12, 461 (1962).
2. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин. Там же, 13, 64 (1962).
3. Ю. А. Блюмкина и др. Там же, 15, 64 (1963).
4. В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин. Там же, стр. 250.
5. R. Leachman. Phys. Rev., 101, 1005 (1956).
6. S. Whetstone, Jr. R. Leachman. Bull. Amer. Phys. Soc., II, 6, 376 (1962).

7. П. А. Баранов, А. И. Протопопов, В. П. Эйсмонт. «Атомная энергия», 12, 150 (1962).
8. С. С. Коваленко и др. Там же, 13, 474 (1962).
9. В. Н. Околович и др. Там же, 15, 419 (1963).
10. J. Milton, J. Fraser. Canad. Phys., 40, 1626 (1962).
11. J. Terrell. Phys. Rev., 113, 527 (1959).
12. P. Seeger. Nucl. Phys., 25, 1 (1961).
13. В. М. Панкратов, В. М. Струтинский. «Атомная энергия», 14, 171 (1963).
14. В. М. Панкратов. Там же, 14, 177 (1963).
15. J. Wahl. Phys. Rev., 95, 126 (1954).
16. W. Stein. Phys. Rev., 108, 34 (1957).
17. J. Niday. Phys. Rev., 124, 1471 (1961).
18. V. Brunner, H. Paul. Ann. der Physik., 6, 267 (1960).
19. Г. Н. Смиренкин. Тезисы докладов на совещании по физике деления атомных ядер. Л., Изд-во АН СССР, 1961.
20. А. Н. Протопопов и др. ЖЭТФ, 38, 384 (1960).
21. А. Камегон. Доклад № 198, представленный Канадой на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).

УДК 539.17.02:539.172.4

## Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами $Sm^{149}$ и $In^{115}$

Р. Б. Бегжанов, Д. А. Гладышев, С. В. Стародубцев, Т. Хайдаров

В настоящей работе приведены результаты измерений полных эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами  $In^{115}$  и  $Sm^{149}$ . Измерения были выполнены на нейтронном спектрометре [1, 2] при ширине канала 8 мксек с разрешением 2,23 и 2,5 мксек/м в случае индия и самария соответственно. Образец индия естественного изотопного состава в виде металлических пластин  $60 \text{ мг/см}^2$  исследовался в области энергий 0,7—14 эв (рис. 1). Самарий же представлял собой химическое соединение ( $SmCl_3$ ), в котором естественного самария содержалось  $120 \text{ мг/см}^2$ . Порошок  $SmCl_3$  ( $\sim 10 \text{ г}$ ) засыпался в специальные формы из алюминиевой фольги и прессовался под давлением до  $50 \text{ кг/см}^2$ .

Зависимость полного сечения  $Sm^{149}$  от энергии нейтронов в области энергий 0,4—8 эв приведена на рис. 2. При вычислении сечений  $Sm^{149}$  другие примеси самария не учитывались.

Измерив пропускание образцов, вычисляли полное сечение по формуле

$$\sigma_t = \frac{1}{n} \ln \frac{1}{T(x)}, \quad (1)$$

где  $n$  — число атомов вещества на  $1 \text{ см}^2$ ;  $T(x) = \sqrt{T(x)T(-x)}$  — симметризованное пропускание, приводящее резонансное пропускание, искаженное интерференцией и конечной разрешающей способностью аппаратуры, к симметричной форме;  $T(x)$  также позволяет учитывать все факторы, влияющие на ход сечения в районе резонанса [3].

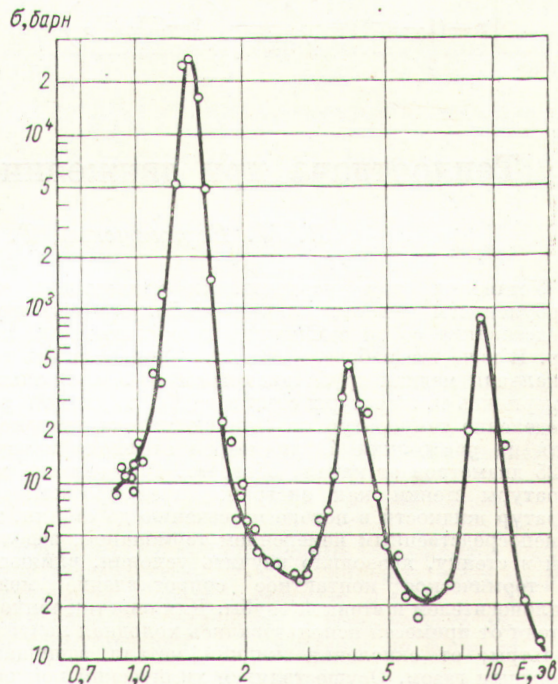


Рис. 1. Полное нейтронное сечение  $In^{115}$ .