

С 341.38

926771

16/II-70

Д-364
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P3 - 4873



Е. Дерменджиев, Н. Кашукеев, Ц. Пантелеев,
Тян Сан Хак

О ВАРИАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,15-1,68 МЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1969

РЗ - 4873

Е. Дерменджиев, Н. Кашукеев, Ц. Пантелеев,
Тян Сан Хак

О ВАРИАЦИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ
ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,15-1,68 МЭВ

8195/2 nr.

При исследовании средней кинетической энергии осколков деления \bar{E}_k и среднего числа нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$ для ^{233}U и ^{235}U /1/ в зависимости от энергии бомбардирующих нейтронов E_n были обнаружены нерегулярности в ходе $\bar{E}_k(E_n)$ и $\bar{\nu}(E_n)$. Эти нерегулярности были истолкованы авторами работы /1/ как проявление каналов деления разной природы, которые возбуждаются s- и p-нейтронами.

Зависимость $\bar{E}_k(E_n)$ изучалась для ^{235}U в работах /1,2/, причем результаты /1/ и /2/ при $E_n \approx 0,1 - 0,5$ Мэв не согласуются. В настоящей работе исследовалось изменение средней кинетической энергии осколков ΔE_k при делении ^{235}U быстрыми нейтронами ($0,15 \text{ Мэв} < E_n < 1,68 \text{ Мэв}$) по сравнению с $\bar{E}_{k \text{ тепл.}}$ в тепловой точке. Для этой цели использовался метод изучения вариации $\bar{E}_k(E_n)$ по изменению относительного выхода W осколков деления из двух урановых мишеней /3,4/.

Методика измерений

В качестве детектора осколков использовалась двойная импульсная ионизационная камера (ИИК) с сетками, одна половина которой регистрировала осколки, вылетающие из первой мишени, а другая половина - осколки, вылетающие из второй мишени. Урановые мишени укреплялись по обе стороны центрального электрода. Электронные импульсы от осколков, возникавшие на собирающих электродах ИИК, усиливались, проходили

через пороговые устройства и считались при помощи пересчетных приборов, которые были подключены к обоим радиотехническим трактам. Подробное описание использовавшейся нами ИИК, радиотехнических блоков и урановых мишеней приводится в работах /4-6/.

Источником нейтронов являлась реакция ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Толщина слоя Li составляла $\approx 0,38$ мг/см², диаметр слоя $\varnothing = 1$ см. Измерения проводились на электростатическом генераторе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ при токе протонов на литиевую мишень $\approx 20-30$ мка. ИИК устанавливалась в направлении пучка протонов, которые попадали на Li-мишень. Расстояние между центральным электродом ИИК и литиевой мишенью составляло ≈ 50 см. Диаметр урановых мишеней $\varnothing = 9,2$ см.

Полная неопределенность в значении E_H , которая обусловлена толщиной Li-мишени, угловой расходимостью пучка нейтронов и пр., в настоящем опыте не превышала величины $\Delta E_H \approx 0,08$ Мэв.

Существование угловой анизотропии осколков деления ядер ${}^{235}\text{U}$ быстрыми нейтронами /7/ может при наличии разных порогов регистрации осколков E_1 и мишеней с неодинаковым значением толщины слоя урана $\bar{\rho}_{\text{эфф.}}$ /4/ исказить ход зависимости $W(E_H)$. Можно показать, что использование 2π -геометрии для регистрации осколков и поворот плоскости мишеней на некоторый угол ψ к направлению пучка нейтронов, должны привести к практически полной компенсации разницы в выходах осколков из обеих мишеней, которая обязана угловой анизотропии осколков. Способ компенсации, который применялся в настоящей работе, обсуждается в приложении.

В настоящем эксперименте выбирались следующие значения порогов дискриминации: $E_{11} \approx 55-60$ Мэв и $E_{12} \approx 20$ Мэв. Толщины мишеней $\bar{\rho}_{\text{эфф.}}$ $\rho_{2\text{эфф.}}$ были примерно одинаковыми и имели величину $\approx 1,8$ мг/см². Угол $\psi = 45^\circ$.

Измерения и результаты

В настоящем опыте одновременно измерялось число делений N_{11} и N_{12} в каналах регистрации осколков с высоким и низким порогом

соответственно. Для сведения к минимуму влияния дрейфа аппаратуры, измерения величин $N_{f1,2}$ при данной E_H чередовались с измерениями величин $N'_{f1,2}$ в тепловой точке (нейтроны замедлялись в парафиновом блоке). Длительность измерений в обоих случаях выбиралась примерно одинаковой и составляла ≈ 30 мин.

В канале с высоким порогом фон, обусловленный наложением импульсов от α -частиц, был пренебрежимо малым, а в канале с низким порогом средний счет фона $\bar{N}_{\phi 2} \approx 2 \text{ мин}^{-1}$.

Максимальная скорость набора статистики в измерениях на тепловых нейтронах не превышала величины $\approx 200 \text{ сек}^{-1}$, и поэтому поправка на просчеты импульсов не вводилась.

Величина $W(E_H)$ определялась следующим образом:

$$W(E_H) = \frac{[N_{f1} / (N_{f2} - N_{\phi 2})]_{E_H}}{[N'_{f1} / (N'_{f2} - N'_{\phi 2})]_{E_{\text{тепл}}}} \quad (1)$$

Значения $\bar{W}(E_H)$, полученные в измерениях при разных E_H , приводятся в таблице 1 и показаны на рис. 1 вместе с данными работ /1,2/. Для величин W и \bar{W} приводятся стандартные ошибки.

Правильные значения величин \bar{W} могут быть получены при условии достижения компенсации разницы в выходах осколков из обеих мишеней, которая вызвана угловой анизотропией осколков. Тот факт, что $\bar{W} \approx 1,00$ при $E_H \approx 0,5$ и $\approx 0,9$ Мэв, а $\overline{\Delta E}_k$ при тех же значениях E_H , по данным работы /1/, близко к нулю, по-видимому, свидетельствует о наличии компенсации при выбранном нами значении ψ .

Переходя к рассмотрению зависимости $\bar{W}(E_H)$ (рис. 1), можно отметить, что при $E_H > 1$ Мэв значения \bar{W} лежат систематически выше $W = 1,00$. Такой ход $\bar{W}(E_H)$ согласуется с работой /2/, в которой найдено, что при $1 < E_H < 1,7$ Мэв E_k также систематически превышает значение $\bar{E}_{k \text{ тепл}}$ для нейтронов тепловых энергий. При $E_H < 0,6$ Мэв имеется лишь одно значение $\bar{W}(0,37) = 0,991 \pm 0,005$, отличие которого от $W = 1,00$ незначительно выходит за пределы ошибок. Поэтому наши данные в районе $E_H = 0,37$ Мэв не дают основания предполагать существование столь глубокого минимума в значениях \bar{W} , подобного тому, который наблюдался в работе /1/ для $\overline{\Delta E}_k$.

Таблица 1

E_n , МэВ	\bar{W}	\bar{W}
0,15	$0,995 \pm 0,026$	
0,26		$1,000 \pm 0,006$
0,37		$0,991 \pm 0,005$
0,43	$1,005 \pm 0,020$	
0,49		$1,002 \pm 0,004$
0,59		$0,999 \pm 0,004$
0,71		$1,009 \pm 0,006$
0,77	$1,020 \pm 0,019$	$1,018 \pm 0,009$
0,81		$1,016 \pm 0,006$
0,88		$0,998 \pm 0,008$
0,99	$1,005 \pm 0,023$	$0,996 \pm 0,008$
1,09		$1,006 \pm 0,008$
1,21		$1,014 \pm 0,008$
1,38		$1,011 \pm 0,010$
1,58		$1,013 \pm 0,008$
1,68		$1,018 \pm 0,010$

Величины \bar{W} получены в предварительных измерениях. Значения \bar{W} являются средними по результатам нескольких измерений.

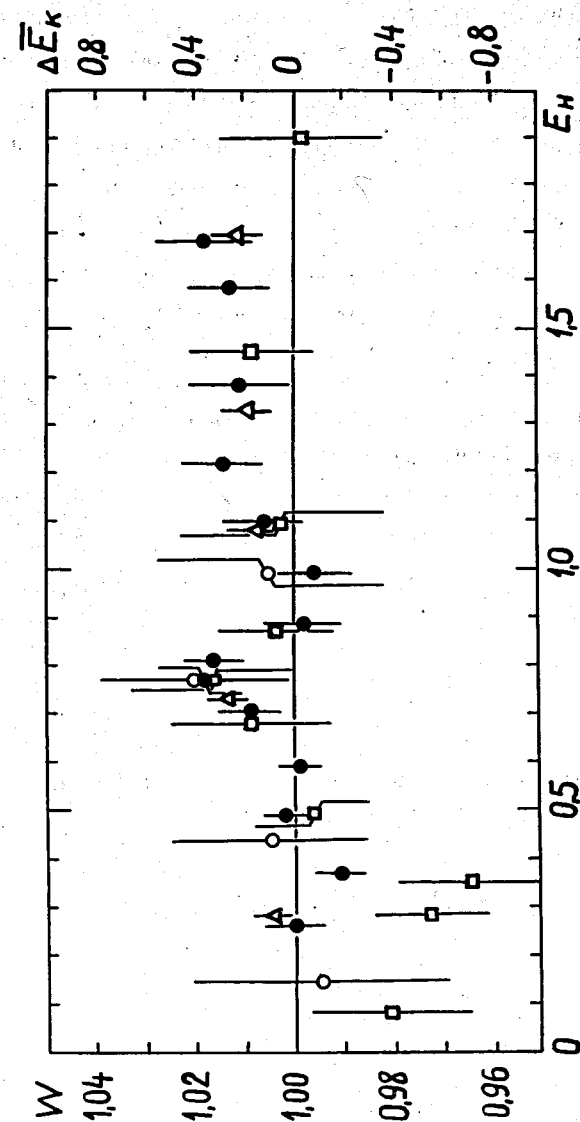


Рис.1. Зависимость \bar{W} и $\Delta \bar{E}_k$ от E_n . Значения $\Delta \bar{E}_k$ и E_n даны в МэВ. \square - и Δ - данные по $\Delta \bar{E}_k$ работ /1/ и /2/ соответственно; \circ - и \bullet - значения \bar{W} и \bar{W} из таблицы 1 настоящей работы.

Поскольку условия измерений в настоящей работе были примерно такими же, как и в /4/ (измерение 8), то при оценке изменения \bar{E}_k по отношению к $\bar{E}_{k \text{ тепл.}}$ можно воспользоваться результатами работы /4/, где для изменения средней суммарной кинетической энергии осколков в резонансной области E_H было получено значение $0,74 \pm 0,32$ Мэв. Тогда изменение \bar{E}_k по сравнению с $\bar{E}_{k \text{ тепл.}}$ в районе $E_H = 0,7 - 0,8$ Мэв и $E_H > 1$ Мэв оценивается величиной $\approx 0,4$ Мэв, которая близка к значению $0,33 \pm 0,32$ Мэв при $E_H = 0,77$ Мэв из работы /1/.

В заключение авторы выражают благодарность Ф.Л. Шапиро, И.В. Сизову и Л.Б. Пикельнеру за полезные обсуждения и интерес к работе и С. Бочварову, принимавшему участие в подготовке эксперимента. Авторы благодарны группе эксплуатации ЭГ-5 во главе с И.А. Чепурченко за содействие в работе и Б. Фрышину за предоставление литиевых мишеней.

Приложение

Угловые распределения $f(\theta)$ осколков при делении нечетных изотопов U, Pu и др. быстрыми нейтронами с достаточной степенью точности описываются следующим выражением /7/:

$$f(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta + b \cos^4 \theta . \quad (2)$$

Обычно $a \approx 0,1$ и, поскольку $a > b$, то членом с $\cos^4 \theta$ можно пренебречь.

Найдем число осколков N_f , которые регистрируются детектором с 2π -геометрией:

$$\begin{aligned} N_f &= c \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} (1 + a \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = \\ &= 2\pi c (1 + 0,33 a) = N_{\text{изотр.}} + N_{\text{анизотр.}} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь C - константа, зависящая от числа ядер в мишени, потока нейтронов и сечения деления; $N_{f \text{ изотр.}}$, $N_{f \text{ анизотр.}}$ - число изотропно и анизотропно испускаемых осколков соответственно. Из формулы (3) видно, что использование 2π -геометрии приводит к почти трехкратному уменьшению величины $\epsilon = N_{f \text{ изотр.}} / N_{f \text{ анизотр.}}$ по сравнению со значением ϵ для малого телесного угла регистрации осколков в направлении пучка нейтронов.

При исследовании относительного выхода осколков из двух мишеней /4/ с толщиной $\bar{\rho}_{1,2}$ и порогами регистрации $E_{1,2}$ величины $\epsilon_1(\bar{\rho}_1, E_{11})$ и $\epsilon_2(\bar{\rho}_2, E_{12})$ для обеих мишеней могут отличаться. Для их оценки можно воспользоваться упрощающим предположением о равенстве пробегов осколков среднему значению $\bar{R} = \beta \bar{E}^{2/3}$, которое соответствует средней энергии осколков \bar{E} /8/. Наличие некоторого порога дискриминации E_i при регистрации осколков можно приближенно рассматривать как сокращение \bar{R} :

$$\bar{R}_1(E_i) \approx \bar{R} - \Delta_1 = \bar{R} [1 - (E_i / \bar{E})^{2/3}]. \quad (4)$$

Угол раствора конуса (рис. 2), в котором происходит регистрация осколков

$$\theta_1 \approx \arccos \frac{\bar{\rho}_1}{2 \bar{R}_1(E_i)}. \quad (5)$$

Нетрудно показать, что поворотом плоскости мишеней на угол ψ по отношению к пучку нейтронов (рис. 2), где

$$\psi = \arctg \frac{\sin \theta'_1 + \sin \theta'_2}{1 + \cos \theta'_1 + \cos \theta'_2}, \quad (6)$$

можно добиться равенства ϵ_1 и ϵ_2 , т.е. практически полной компенсации разницы в выходах осколков, обусловленной угловой анизотропией.

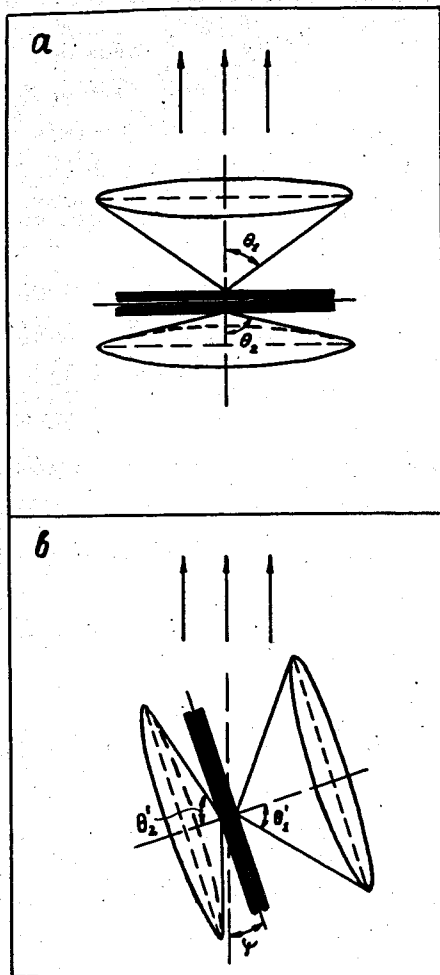


Рис.2. Расположение мишеней.

Л и т е р а т у р а

1. J.A. Blyumkina et al. Nucl.Phys., 52, 648 (1964).
2. Б.Д. Кузьминов и др. ЯФ, 8, 286 (1968).
3. E.Melkonian and G.K.Mehta. "Physics and Chemistry of Fission" (IAEA, Vienna, 1965), vol.II, p.355.
4. С. Бочваров, Е. Дерменджиев, Н. Кашукеев. Препринт ОИЯИ РЗ-4110, Дубна 1968.
5. Ю.К. Акимов и др. Сообщения ОИЯИ 13-4403, Дубна 1969.
6. V.Z.Mihailova and E.G.Dermendjiev. Nucl.Instr.Methods, 66, 25 (1968).
7. J.E.Brolley et al., Phys.Rev., 99, 159 (1955).
8. J.M.Alexander and M.F.Gazdik. Phys.Rev., 120, 874 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 декабря 1969 года.