

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1097/  
12-80

18/3-80

P15 - 12894

В.Н.Бугров, В.В.Каманин, С.А.Карамян

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ  
ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНОВ ГЕЛИЯ-4

1979

Бугров В.Н., Каманин В.В., Карамян С.А.

P15 - 12894

Эксперимент по измерению времени протекания реакции деления ядер урана под действием ионов гелия-4

С целью определения времени протекания реакции деления наблюдаются и количественно изучены теньевые минимумы в угловых распределениях осколков, возникающих при облучении монокристаллической мишени  $UO_2$  пучком ионов гелия-4. Измерения выполнены для энергий ионов 23, 25, 26, 30, 33, 35 МэВ. Почти во всех случаях измеренная величина разности глубины теньевых минимумов  $\Delta\chi$  не выходит за пределы погрешности измерения. Только для энергии ионов 25 МэВ получено значение  $\Delta\chi$ , превышающее погрешность. Даны величины эффективного времени протекания реакции или верхней границы его, полученные из результатов измерений. Обсуждается необходимость учета процесса деления после испускания нейтронов для описания времени протекания реакции.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Bugrov V.N., Kamanin V.V., Karamian S.A.

P15 - 12894

Experiment on Measuring the Fission Reaction Time at the Irradiation of U Nuclei with  $^4He$  Ions

To determine the fission reaction time shadow minima have been observed and quantitatively studied in angular distributions of fragments formed in irradiating a single crystal  $UO_2$  target with helium-4 heavy ions. Measurements for 23, 25, 26, 30, 33 and 35 MeV ion energies were performed. Almost in any case the measured quantity of the difference of depth of blocking minima  $\Delta\chi$  does not exceeds the measurement errors. Only for 25 MeV ion energy the value  $\Delta\chi$  exceeds the measurement error. The quantities of effective fission reaction time or its upper limit have been obtained. The necessity to calculate many step fission processes after emission of several neutrons to describe the fission reaction time are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Выполнено значительное число работ по исследованию времени протекания реакции деления ядер урана-235 и урана-238 под действием быстрых нейтронов различной энергии<sup>/1-5/</sup>, протонов<sup>/6/</sup>,  $\alpha$ -частиц<sup>/7/</sup>, ионов гелия-3<sup>/8/</sup>. Эти измерения основаны на применении эффекта теней в ядерных реакциях на монокристаллических мишенях. Полученная систематика времени жизни составного ядра  $\tau$  в зависимости от энергии возбуждения  $E^*$  характеризуется более медленным спадом функции  $\tau(E^*)$  с ростом  $E^*$ , чем предсказывалось предварительными теоретическими оценками. Характер зависимости  $\tau(E^*)$  показывает существенное отличие реальных функций плотности уровней  $\rho(E^*)$  и температуры ядра  $T(E^*)$  от рассчитанных в простейшем варианте модели ферми-газа<sup>/1,2/</sup>. Обнаружено также<sup>/2/</sup>, что значения времени жизни составного ядра  $^{236}\text{U}$  превышают в несколько раз величины  $\tau$  для составного ядра  $^{239}\text{U}$  при тех же энергиях возбуждения. Это различие связано главным образом с повышенным порогом испускания нейтрона для ядра  $^{236}\text{U}$  по сравнению с  $^{239}\text{U}$ . Кроме того, экспериментально установлено<sup>/4,5,6/</sup>, что при энергиях возбуждения составного ядра, превышающих пороги процессов типа  $(n; n', f)$  или  $(n; 2n, f)$ , или  $(p; n, f)$ , вклад этих процессов в измеряемое эффективное время протекания реакции является определяющим. Представляет интерес дальнейшее расширение системы экспериментальных данных о времени жизни составного ядра в этой области атомного номера и энергии возбуждения составного ядра.

В настоящей работе выполнены эксперименты по измерению времени протекания реакции деления ядер при облучении монокристалла  $\text{UO}_2$  ионами  $^4\text{He}$  с энергиями 23, 25, 26, 30, 33, 35 МэВ. Такие измерения представляются целесообразными, поскольку в литературе сообщено<sup>/7/</sup> об исследовании этой реакции только при одном значении энергии - 25 МэВ.

## ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Методика проведения эксперимента мало отличалась от методики, описанной в работах /9/. Монокристаллическая мишень двуокиси урана /естественного изотопного состава/ облучалась пучком ионов  ${}^4\text{He}^{+1}$  циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций с начальной энергией 35 МэВ. Понижение энергии ионов производилось с помощью алюминиевых фольг. Осколки деления регистрировались стеклянными трековыми детекторами. Ориентация монокристалла была такова, что в направлениях  $90^\circ$  и  $150^\circ$  по отношению к пучку ионов наблюдались осевые тени  $\langle 110 \rangle$ , кристаллографическая ось  $\langle 111 \rangle$  была нормальна к поверхности монокристалла. Были выполнены две серии облучений при энергиях, перечисленных в таблице. В каждой серии облучалось одно и то же место монокристалла; во второй серии качество теневых минимумов было хуже, чем в первой из-за более низкого качества поверхности монокристалла.

Стеклянные детекторы обрабатывались и просматривались по схеме, описанной в /9/. Были получены теневые минимумы, глубина которых определялась двумя способами: по точкам диаметрального сканирования минимума и по данным полного просмотра его центральной области с набором максимально возможной статистики отсчетов. Диаметральный просмотр осуществлялся для каждого теневого минимума дважды: в направлении, близком к плоскости реакции, и в направлении, почти перпендикулярном к первому. Это делалось для исключения влияния анизотропии осколков деления на форму теневого минимума, которое могло несколько исказить определение его глубины. Угловая ширина минимумов в горизонтальном и вертикальном направлениях оказалась в пределах погрешности измерений одинаковой, во всех измерениях величины  $\psi_{1/2}$  мало отличались от значений, полученных при энергии 25 МэВ. В результаты измерений величин  $\chi_{90^\circ}$ ,  $\chi_{150^\circ}$  и  $\Delta\chi = \chi_{90^\circ} - \chi_{150^\circ}$  вводились поправки по методике, описанной в /9/. На рис. 1 для примера показаны результаты просмотра теневых минимумов для энергии ионов 25 МэВ. В таблице приведены результаты измерений  $\chi_{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$  для всех энергий бомбардирующих частиц.

Для контроля точности значений энергии ионов, найденных с использованием таблиц Нортклиffe и Шиллинга /10/, производилось определение в произвольных единицах зависимости выхода осколков деления от энергии ионов и сравнение этой зависимости с имеющимися данными /11/ по функции возбуждения реакции  ${}^{238}\text{U}({}^4\text{He}, f)$ . Для исключения возможного искажения кривой выхода за счет изменения углового распределения осколков при вариации энергии ионов выход определялся путем сум-

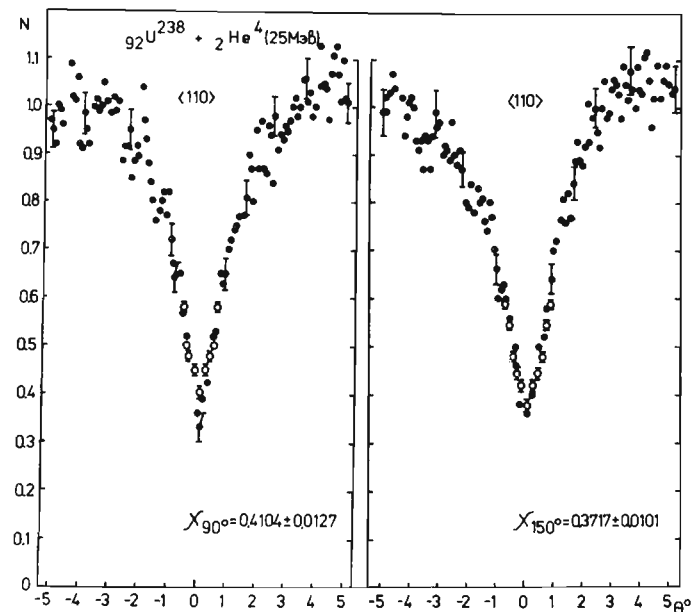


Рис. 1. Угловые распределения осколков деления вблизи направления кристаллографических осей  $\langle 110 \rangle$  монокристалла  $\text{UO}_2$ , ориентированных под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  к пучку ионов  ${}^4\text{He}$  при энергии ионов 25 МэВ. Светлые точки - результаты полного просмотра центра теневого минимума с последующим кольцевым сканированием;  $\psi_{1/2}^{90^\circ} = 1,9^\circ$ ;  $\psi_{1/2}^{150^\circ} = 2,0^\circ$ .

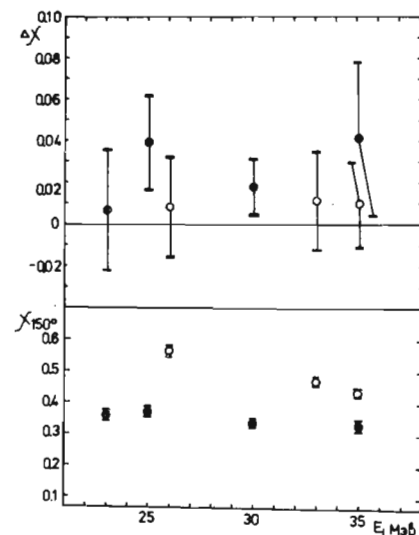
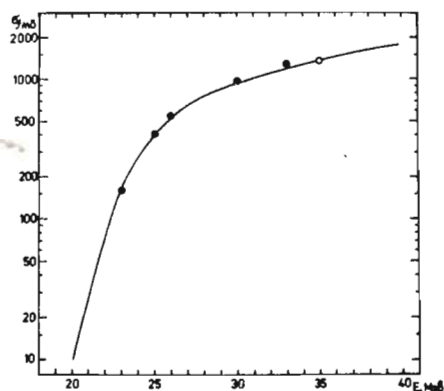
мирования плотностей треков осколков для большого числа значений угла вылета в интервале  $80^\circ - 165^\circ$ . Из результатов, приведенных на рис. 2, видно соответствие измеренных значений и функции возбуждения реакции из работы /11/. Это показывает, что значения энергии ионов определены с точностью не хуже  $\pm 0,3$  МэВ.

В каждой из серий экспериментов производились последовательные облучения мишени ионами  ${}^4\text{He}^{+1}$  с различной энергией. Определение глубины тени  $\chi_{150^\circ}$  в этих облучениях позволяет проследить изменение качества монокристалла в зависимости от увеличения интегрального потока ионов, прошедших через работающий слой мишени. В пределах погрешности измерения величины  $\chi_{150^\circ}$

Таблица

Результаты измерений

E МэВ	E* МэВ	$\chi_{150^\circ}$	$\Delta\chi$	$\tau_{эфф}$ $10^{-10}c$	Номер серии
23	17,6	$0,3614 \pm 0,0119$	$0,007 \pm 0,029$	$< 2,04$	1
25	19,6	$0,3717 \pm 0,0101$	$0,039 \pm 0,023$	2,42	1
26	20,6	$0,5065 \pm 0,0115$	$0,008 \pm 0,024$	$< 1,84$	2
30	24,5	$0,3401 \pm 0,0068$	$0,018 \pm 0,014$	1,71	1
33	27,5	$0,4723 \pm 0,0130$	$0,011 \pm 0,024$	$< 1,69$	2
35	29,4	$0,3277 \pm 0,0154$	$0,041 \pm 0,037$	2,26	1
35	29,4	$0,4334 \pm 0,0084$	$0,010 \pm 0,021$	$< 1,57$	2

Рис.3. Зависимость измеренных значений  $\chi_{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$  от энергии ионов. Темные точки - 1 серия, светлые - 2 серия измерений.Рис.2. Точки - результаты измерения энергетической зависимости выхода осколков деления при облучении мишени  $UO_2$  ионами  $^4He$ , сплошная линия - функция возбуждения деления в этой реакции [11].

остаются постоянными, таким образом, увеличение интегрального потока вплоть до  $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  ионов  $^4He$  с энергией от 23 до 35 МэВ еще не приводит к заметному радиационному повреждению приповерхностного слоя монокристалла.

На рис.3 приведена зависимость величин  $\chi_{150^\circ}$  и  $\Delta\chi$  от энергии бомбардирующих ионов и от энергии возбуждения составного ядра.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вероятность процесса деления после испускания  $x$  нейтронов в расчете на одно распадающееся составное ядро можно записать в виде формулы:

$$P_{xn,f} = \int_0^{E^* - \Sigma_x} R_f(x, U_x) \frac{dW_f}{dU_x} dU_x, \quad /1/$$

где  $E^*$  - энергия возбуждения составного ядра,  $\Sigma_x$  - сумма энергий связи в каскаде  $x$  нейтронов,  $U_x$  - остаточная энергия возбуждения составного ядра,  $\frac{dW_f}{dU_x}$  - распределение по остаточной энергии возбуждения после испускания  $x$  нейтронов, вычисленное с учетом процесса деления,  $R_f(x, U_x)$  - вероятность деления остаточного ядра в зависимости от его энергии возбуждения. Функция  $R_f(x, U_x)$  может быть либо взята непосредственно из экспериментальных данных, таких как, например, приведенные в работе [12], либо вычислена теоретически как

$$R_f(x, U_x) = \left( \frac{\Gamma_f(U_x)}{\Gamma_f(U_x) + \Gamma_n(U_x) + \Gamma_\gamma(U_x)} \right)_x. \quad /2/$$

Если вычислить полную вероятность деления после испускания  $x$  нейтронов и распределение этой вероятности по остаточной энергии возбуждения  $U_x$  /подынтегральное выражение в формуле /1//, а затем параметризовать функции времени жизни ядер  $\tau_x(U_x)$ , то можно вычислить временное распределение событий деления после испускания  $x$  нейтронов. Используя модельные представления для пересчета временного распределения событий в наблюдаемую форму теневого минимума, можно получить величины  $\chi_x$  и  $\Delta\chi_x$ . Сумма этих значений с учетом весовых факторов  $P_{xn,f}$  может быть применена для воспроизведения экспериментальных значений глубины теневых минимумов и разностей их глубин соответственно. Отсюда ясно, что для строгого анализа полученных экспериментальных результатов требуется выполнение расчетов с привлечением дополнительной экспериментальной информации и теоретических приближений. Полный расчет сделан не был, поэтому рассмотрим некоторые простые соображения, возникающие при анализе экспериментальных результатов.

Является очевидным, что в области энергии возбуждения исходного составного ядра, несколько превышающей порог каждого из  $({}^4\text{He}; xn, f)$ - процессов, будет иметь место увеличение эффективного времени протекания реакции деления в результате включения очередной ветви деления, характеризуемой малой энергией возбуждения делящегося ядра.

Максимум в зависимости эффективного времени протекания реакции деления от энергии возбуждения  $\tau_{\text{эфф}}(E^*)$  должен привести к возникновению максимумов в зависимостях  $\chi(E^*)$  и  $\Delta\chi(E^*)$ . Их ширина и положение могут быть различными. Рассмотрим зависимость  $\Delta\chi(E^*)$ . Известно, что максимальное значение разности глубины теневых минимумов для углов регистрации частиц  $90^\circ$  и  $150^\circ$  достигается при величине смещения составных ядер  $v\tau \approx 0,6-0,8 \text{ \AA}$ . Поэтому максимум в  $\Delta\chi(E^*)$ , соответствующий определенному каналу эмиссионного деления  $({}^4\text{He}, xn, f)$ , будет иметь место при условии, что центр тяжести распределения остаточной энергии возбуждения после испускания  $x$  нейтронов  $U_x$  расположен в той области, где время жизни остаточного ядра близко к значению  $\tau =$

$$= \frac{(0,6 - 0,8) \text{ \AA}}{v} . \text{ Для численных оценок в качестве функции}$$

$\tau(U_x)$  были взяты данные об энергетической зависимости времени жизни составных ядер  ${}^{238}\text{U}$  и  ${}^{239}\text{U}^{1-4}$ . Очевидно, что положение центра максимума в зависимости  $\Delta\chi(E^*)$  определяется приближенно:

$$E^*_{\text{макс}} \approx \sum_{i=1}^x B_{ni} + B_f(A-x) + 2Tx + \bar{E}_{\text{вр}} + 5 \text{ МэВ},$$

где  $B_{ni}$  - энергии связи испущенных нейтронов,  $B_f(A-x)$  - барьер деления остаточного ядра,  $T$  - средняя температура спектра нейтронов,  $\bar{E}_{\text{вр}}$  - средняя энергия вращения составного ядра. Отсюда найдено, что для процесса  $({}^4\text{He}; n, f)$  максимум в  $\Delta\chi(E^*)$  будет лежать вблизи значений энергии ионов  ${}^4\text{He}$ , равных 24 МэВ, а для процесса  $({}^4\text{He}; 2n, f)$  - около 31 МэВ. Ширина этих максимумов может быть около 4-6 МэВ, т.е. они могут перекрываться.

Как следует из данных таблицы и рис.3, измеренные значения  $\Delta\chi$  не выходят за пределы погрешности измерений во всех случаях, за исключением энергии  ${}^4\text{He}$ , равной 25 МэВ. Можно предполагать, что увеличение  $\Delta\chi$  в этой области энергии является не случайным, а связано с вкладом процесса  $({}^4\text{He}; n, f)$ . В области энергий больше 30 МэВ нет определенных указаний на повышение  $\Delta\chi$ , т.е. можно думать, что процесс  $({}^4\text{He}; 2n, f)$  имеет в несколько раз меньшую вероятность, чем  $({}^4\text{He}; n, f)$ .

Максимумы функций  $\chi(E^*)$  должны иметь место при энергиях, которые на 4-5 МэВ меньше, чем оцененные выше для функции  $\Delta\chi(E^*)$ , ширина максимумов в  $\chi(E^*)$  может быть значительно меньше, чем в  $\Delta\chi(E^*)$ . Кроме того, на измеряемые величины  $\chi$  и  $\Delta\chi$  оказывает влияние изменение угловой анизотропии осколков деления при увеличении числа  $x$ , что наблюдалось<sup>4/</sup> для реакции  ${}^{238}\text{U}(n; n', f)$  при энергии нейтронов больше 7 МэВ. Поэтому имеет смысл, с одной стороны, произвести полный расчет процесса формирования теневых минимумов в изучаемой реакции, а, с другой - попытаться обнаружить вклад процессов  $({}^4\text{He}; 2n, f)$  и  $({}^4\text{He}; 3n, f)$  не в увеличении значений  $\Delta\chi$  при определенной величине энергии возбуждения, а в увеличении значений  $\chi_{90^\circ}$  и  $\chi_{150^\circ}$  при меньших энергиях. Данные рис.3 недостаточны для определенного ответа на вопрос о существовании или отсутствии максимумов в поведении величин  $\chi$ , так как результаты двух серий измерений не могут сравниваться по абсолютным величинам  $\chi$ .

В простейшем рассмотрении, если не интересоваться вкладом различных ступеней нейтронного каскада в полное сечение деления, измеренные значения  $\Delta\chi$  позволяют определить величины эффективного времени  $\tau_{\text{эфф}}$  протекания реакции деления при облучении урана ионами  ${}^4\text{He}$ . Значения  $\tau_{\text{эфф}}$  или верхние пределы этой величины, вычисленные с использованием формулы из работы<sup>6/</sup> при выборе численных значений параметров  $S=2,5$ ;  $r_0=0,4 \text{ \AA}$ , приведены в таблице.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, А.Ф.Тулинову за предоставление монокристалла  $UO_2$ , Т.И.Рыбаковой за качественный просмотр детекторов, группе эксплуатации циклотрона У-200 за получение пучка ионов с нужными параметрами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с.50;  
Melikov Yu.V. et al. Nucl.Phys., 1972, A180, p.241;  
Воротников П.Е. и др. ЯФ, 1973, 17, с.901.
2. Vorotnikov P.E. et al. Nucl.Phys., 1977, A281, p.295.
3. Andersen J.U. et al. Nucl.Phys., 1975, A241, p.317.
4. Andersen J.U. et al. Nucl.Phys., 1979, A324, p.39.
5. Noelpp U. et al. Helv.Phys.Acta, 1972, 45, p.1;  
Noelpp U.B. Dissertation, Basel Univers., Schweiz, 1975.
6. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.114.
7. Меликов Ю.В. и др. ЖЭТФ, 1969, 56, с.1803.
8. Апостолеску С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.299.
9. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713;  
Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1978, 28, с.303.
10. Northcliffe L.C., Schilling R.F. Nucl.Data Tables, 1970, 7, p.233.
11. Huizenga J.R. et al. Phys.Rev., 1961, 124, p.1964.
12. Back B.V. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p.1924;  
Back B.V. et al. Phys.Rev., 1974, C10, p.1948.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 ноября 1979 года.