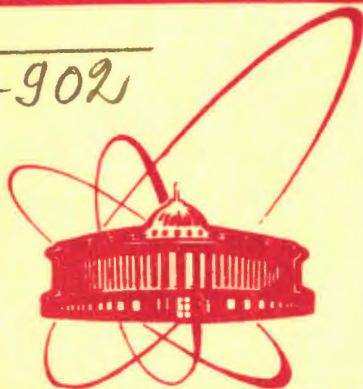


Б-902



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

3459 / 2-81

13 / VII-81

P7-81-184

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ КОМПОНЕНТ  
РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР



*Направлено в ЯФ*

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Время протекания реакции деления ядер может быть исследовано с помощью эффекта теней при использовании монокристаллических мишеней<sup>/1/</sup>. В первых исследованиях реакций деления ядер тяжелыми ионами было получено, что эффективное время задержки событий деления составляет около  $10^{-17} - 10^{-18}$  с для мишеней из вольфрама и двуокиси урана<sup>/2-4/</sup>. Более поздние исследования<sup>/5-7/</sup> для реакций  $W + {}^{12}C$  и  $W + {}^{16}O$  дали отличающийся результат, состоящий, главным образом, в наблюдении долгоживущей временной компоненты деления  $\tau \geq 10^{-16}$  с, имеющей весовой вклад до 20-30% от полного сечения деления. При этом не подтверждены результаты<sup>/2-4/</sup> в отношении наблюдения заметной разности глубин теневых минимумов  $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$  для двух углов ориентации относительно пучка идентичных кристаллографических осей. Такое различие полученных экспериментальных результатов привело также к существенным различиям в описании временного распределения событий деления расчетами на основе статистического подхода.

Для выяснения экспериментального аспекта этого вопроса проведено изучение реакций  ${}^{238}U + {}^{12}C$  и  $W + {}^{22}Ne$ , нацеленное на: а/ получение сведений о долгоживущей временной компоненте деления; б/ проверку ранее полученных значений  $\Delta\chi$  для этих реакций; в/ изучение степени радиационного повреждения монокристаллов при ионном облучении и его влияния на результат в экспериментах по исследованию времени протекания ядерных реакций.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В эксперименте измеряемая разность глубин теневых минимумов  $\Delta\chi$  чувствительна к сравнительно коротким временам задержки событий  $\tau = \frac{0,05 - 0,50 \text{ \AA}}{v}$ , где  $v$  - скорость отдачи составного ядра, а величина глубины теневого минимума  $\chi_2$  для оси, ориентированной под углом, близким к  $180^\circ$  относительно пучка, чувствительна к долгоживущим временным компонентам  $\tau \geq \frac{1,0 \text{ \AA}}{v}$ . Поэтому измерения, нацеленные на получение сведений о долгоживущей ком-

поненте, следует проводить таким образом, чтобы иметь возможность выделить временную составляющую  $\chi_T$  на фоне методического  $\chi_{мет.}$  и радиационного  $\chi_{рад.}$  вклада в  $\chi_2$ . При этом обычно используют представление о возможности аддитивного суммирования всех вкладов в  $\chi_2$ :

$$\chi_2 = \chi_T + \chi_{мет.} + \chi_{рад.} \quad /1/$$

Для получения величин  $\chi_{рад.}$  применен метод последовательных облучений одного и того же места монокристалла с фиксацией возникающего различия в  $\chi_2$ . Величина  $\chi_{мет.}$  для монокристалла  $UO_2$  определялась в реакции деления  $^{238}U + ^4He$ , для которой  $\chi_T$  известно <sup>8/</sup>, а  $\chi_{рад.}$  можно пренебречь. Для монокристалла W применена реакция упругого рассеяния ионов  $^{40}Ar$  /24 МэВ/ для определения методического вклада в  $\chi_2$ .

Толстые монокристаллические мишени  $UO_2$  и W естественно-го изотопного состава облучались пучками ионов  $^4He$ ,  $^{12}C$  циклотрона У-200 и  $^{22}Ne$ ,  $^{40}Ar$  циклотрона У-300 ЛЯР соответственно. Понижение энергии ионов осуществлялось с помощью тормозящих фольг, энергия циклотрона У-200 понижалась также перемещением по радиусу циклотрона его выводного устройства - стриппера, пучок ионов  $^{40}Ar^{+2}$  с энергией 24 МэВ получен на У-300 в режиме кратной гармоник.

Теневая картина в пространственном распределении осколков деления или упругорассеянных ионов  $^{40}Ar$  фиксировалась стеклянными пластинами. В результате просмотра обработанных стекол и подсчета числа треков частиц на единицу площади трекового детектора определялись глубины осевых теневых минимумов. Для повышения статистической точности результата центральная область каждого теневого минимума просматривалась полностью по двум координатам x и y, выполнялось также поперечное диаметральное сканирование каждого минимума в направлении, перпендикулярном к плоскости реакции. При определении глубин теневых минимумов  $\chi_1$  и  $\chi_2$  вводились поправки на изменение телесного угла поля зрения при изменении его координаты, на изменение толщины рабочего слоя с изменением угла выхода частиц из мишени, на угловое разрешение эксперимента и на просчеты, связанные с двойными наложениями треков. В случае монокристалла  $UO_2$  использовались кристаллографические оси  $\langle 110 \rangle$ , ориентированные под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  к пучку, а в случае W - оси  $\langle 111 \rangle$ , ориентированные относительно пучка под углами  $90^\circ$  и  $161^\circ$ .

В табл. 1 и 2 приведены основные результаты опытов. В первых четырех облучениях пучок направлялся на одну и ту же точку поверхности каждого монокристалла, временная последовательность облучений приведена в таблицах. В других облучениях воздействию ионов подвергались соседние участки монокристаллов.

Таблица 1

Результаты, полученные в облучениях монокристалла W

Номер облучения	Время облучения $\Delta t, ч$	Ион	Энергия E, МэВ	Плотность дозы $\Delta I, 10^{16} см^{-2}$	$\chi^{150^\circ}$	$\Delta \chi$
1	0-5	$^4He$	33	0,45	$0,341 \pm 0,009$	$0,050 \pm 0,015$
2	6-12	$^{12}C$	81	1,66	$0,377 \pm 0,007$	$0,033 \pm 0,014$
3	162-172	$^{12}C$	81	0,60	$0,457 \pm 0,012$	$0,034 \pm 0,026$
4	173-175	$^4He$	28	0,54	$0,484 \pm 0,012$	$0,025 \pm 0,024$
5	0-6	$^{12}C$	81	1,00	$0,429 \pm 0,010$	$0,041 \pm 0,020$
6	7-14	$^{12}C$	81	1,52	$0,462 \pm 0,008$	$0,035 \pm 0,017$

Таблица 2

Результаты, полученные в облучениях монокристалла  $UO_2$

Номер облучения	Время облучения $\Delta t, ч$	Ион	Энергия E, МэВ	Плотность дозы $\Delta I, 10^{16} см^{-2}$	$\chi^{161^\circ}$	$\Delta \chi$
1	0-2	$^{22}Ne$	174	0,24	$0,123 \pm 0,007$	$0,043 \pm 0,016$
2	3-8	$^{22}Ne$	114	0,66*	$0,169 \pm 0,011$	$0,070 \pm 0,025$
3	9-11	$^{22}Ne$	174	0,57	$0,236 \pm 0,008$	$0,047 \pm 0,018$
4	293-295	$^{22}Ne$	174	0,37	$0,273 \pm 0,009$	$0,021 \pm 0,018$
5	0-1	$^{40}Ar$	24	0,016	$0,078 \pm 0,007$	$-0,001 \pm 0,010$

\* С включением поправки на различие энергии частиц в предположении, что повреждающее действие ионов пропорционально  $E^{-1}$ .

Для монокристалла W, имевшего одинаковое качество на всей поверхности, результат пятого облучения может сравниваться с результатом первого облучения. В табл. 1 и 2 приведены полученные результаты для величин  $\chi_2$  и  $\Delta \chi$  вместе с погрешностями их измерения. Интегральное количество ионов на мишени определялось для всех облучений на основе известного сечения процесса деле-

ния или упругого рассеяния из измеренной плотности треков частиц на детекторе в случайном направлении, не совпадающем с кристаллографическим выделенным направлением. Эти данные в виде плотности дозы  $\Delta I$ , накопленной в каждом облучении, также приведены в табл.1,2.

### 3. РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Данные табл.1 по исследованию монокристалла  $UO_2$  позволяют получить сведения о повреждающем воздействии пучка ионов  $^{12}C$  на монокристалл и о величине временной составляющей  $\chi_T$ , входящей в  $\chi^{150^\circ}$  для реакции  $^{238}U + ^{12}C$ . Для решения задачи нужно измеренные значения  $\chi_2 = \chi^{150^\circ}$  в последовательности облучений представить с помощью формулы /1/ в виде системы линейных уравнений. Предполагалось, что радиационный вклад в  $\chi^{150^\circ}$  пропорционален суммарной плотности дозы всех облучений, предшествующих данному, плюс  $0,5\Delta I_i$  для данного облучения:

$$\chi_{\text{рад.}} = RI = R(0,5\Delta I_i + \sum_{k=1}^{i-1} \Delta I_k), \quad /2/$$

где коэффициент  $R$  определяет повреждающее действие данного иона на исследуемый материал. Считалось возможным, что за длительное время /несколько сот часов/ количество дефектов в приповерхностной области монокристалла может измениться за счет диффузии дефектов. Специально для исследования этого вопроса была сделана временная задержка между облучениями 2 и 3. При этом для облучения 3 в величину  $\chi_{\text{рад.}}$  включалось кроме выражения /2/ добавочное слагаемое  $h$ , отвечающее за увеличение или уменьшение повреждения мишени в результате диффузии дефектов. В таких предположениях формула /1/ имеет следующий вид, например, для облучения 3:

$$\chi_2 = \chi_{\text{мет.}} + R(0,5\Delta I_3 + \Delta I_2 + \Delta I_1) + h + \chi_T. \quad /3/$$

В принципе, подобный вид имели уравнения /1/ и для других облучений. В случае ионов  $^4He$  величина  $\chi_T$  была взята из работы /8/, а радиационное действие ионов  $^4He$  считалось пренебрежимо малым, оставались только члены, связанные с радиационным действием ионов  $^{12}C$ . Полученная таким образом пара систем уравнений по облучениям 1-4 и 5-6 /в отдельности/ была перепределенной по отношению к величине  $R$  и однозначно определенной для получения величин  $h$  и  $\chi_T(^{12}C)$ . Решение систем привело к наиболее вероятным значениям величин:  $R=3,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ;  $h=0,050$ ;  $\chi_T(^{12}C)=0,051$ . Погрешность их определения, связан-

ная с погрешностью измерения  $\chi^{150^\circ}$ , равна примерно  $\pm 10\%$  для  $R$  и  $\pm 20\%$  для  $h$  и  $\chi_T(^{12}C)$ . Однако в полную погрешность для величины  $R$  нужно включить также неточность абсолютизации числа ионов, попавших на мишень, так что полная погрешность определения  $R$  составляет около  $\pm 25\%$ .

Таким же подход к результатам, полученным в облучениях 1-4 для монокристалла  $W$  /табл.2/, дает близкое к нулю значение  $h < 0,015$  и значение  $R=10,1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2 / \pm 20\%$ . Величина  $\chi_T$  в этом случае должна быть получена из сравнения результатов облучений 1 и 5, что рассмотрено в следующем разделе.

Сравнение величин  $R$  для случаев  $UO_2 + ^{12}C$  и  $W + ^{22}Ne$  позволяет использовать интерпретацию, в которой повреждающее воздействие иона примерно пропорционально его атомным тормозным потерям в веществе, в простейшем приближении равным  $\propto \frac{Z^2 A}{E}$ , где  $Z$ ,  $A$  и  $E$

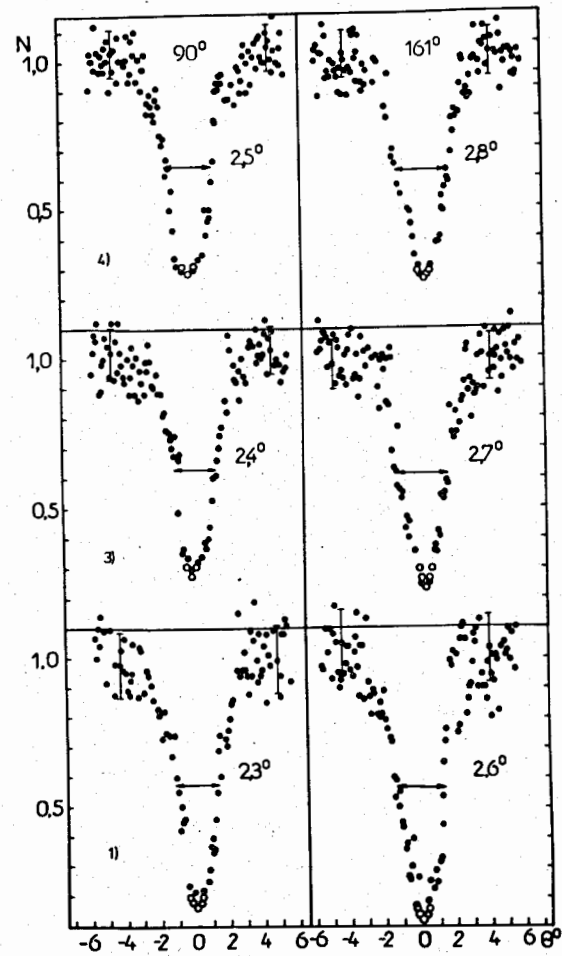


Рис.1. Результаты просмотра теневых минимумов в облучениях 1,3,4  $W + ^{22}Ne$  /174 МэВ/ при разной степени радиационного повреждения монокристалла. Минимумы соответствуют кристаллографическим осям монокристалла  $\langle 111 \rangle$ , ориентированным под углами  $90^\circ$  и  $161^\circ$  к пучку ионов.

есть ядерный заряд, массовое число и энергия иона. При этом переход от монокристалла  $UO_2$  к  $W$  оказывается менее существенным и не столь сильно влияющим на величину  $R$ . Кроме того, для монокристалла  $UO_2$  получено

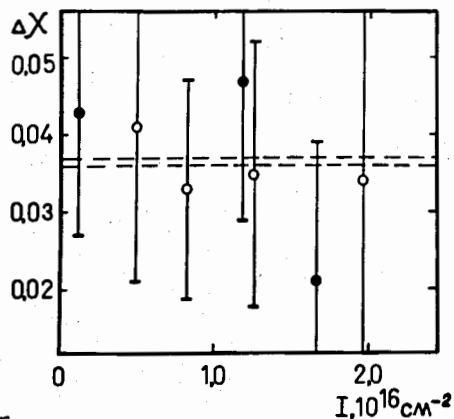


Рис. 2. Зависимость измеренного значения разности глубин теневых минимумов  $\Delta\chi$  от интегральной плотности дозы бомбардирующих частиц:  $\circ$  -  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  / 81 МэВ;  $\bullet$  -  $\text{W} + ^{22}\text{Ne}$  / 174 МэВ.

отличное от нуля положительное значение  $h=0,05$ , из чего следует наличие диффузии дефектов из внутренней, более сильно поврежденной области монокристалла в приповерх-

ностный слой за 150 ч. В монокристалле W диффузия дефектов не обнаружена:  $h \leq 0,015$  за 290 ч. Отметим, что толщина приповерхностного слоя, дающего вклад в величины  $\chi$ , определяется пробегом осколков деления и составляет по нормали к поверхности 3-5 мг/см<sup>2</sup> для исследуемых мишеней.

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии радиационного повреждения на измеряемую величину разности глубин теневых минимумов  $\Delta\chi$ . На рис. 1 сравниваются результаты просмотра теневых минимумов для облучений 1, 3 и 4 монокристалла W. Видно, что, несмотря на изменение  $\chi_{\text{рад}}$  от 0,012 для облучения 1 до 0,166 для облучения 4, разность  $\Delta\chi$  в пределах погрешности измерения остается той же. На рис. 2 измеренные величины  $\Delta\chi$  для реакций  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  / 81 МэВ и  $\text{W} + ^{22}\text{Ne}$  / 174 МэВ нанесены в зависимости от интегральной плотности дозы ионов на мишени. В пределах точности измерения величины  $\Delta\chi$  остаются постоянными, и не возникает возможности говорить о какой-либо корреляции  $\Delta\chi$  с радиационным повреждением монокристаллов. Этот результат соответствует измерениям<sup>9/</sup>. Результаты таблиц 1 и 2 содержат 4 определения  $\Delta\chi$  для реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  / 81 МэВ и 3 определения  $\Delta\chi$  для реакции  $\text{W} + ^{22}\text{Ne}$  / 174 МэВ. Средние значения  $\Delta\chi$  для каждой из этих реакций равны соответственно  $0,036 \pm 0,006$  и  $0,037 \pm 0,009$ . Они оказались близкими к значениям, измеренным впервые в работах<sup>2,4/</sup>.

#### 4. ВРЕМЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ

Для реакции  $\text{W} + ^{22}\text{Ne}$  наблюдение  $\Delta\chi$  на уровне нескольких процентов соответствует временной задержке событий деления около  $10^{-17} - 10^{-18}$  с. Конкретно, из величины  $\Delta\chi = 0,037$  в предположении одноэкспоненциального временного распределения собы-

тий деления по формуле из работы<sup>10/</sup> с параметрами  $r_c = 0,4 \text{ \AA}$ ,  $C = 2,5$  получаем эффективное время жизни распадающихся ядер  $\tau_{\text{эфф}} = 2,5 \cdot 10^{-18}$  с. Для энергии ионов  $^{22}\text{Ne}$  114 МэВ значение  $\Delta\chi = 0,070$ , совпадающее с результатом<sup>12/</sup>, дает величину  $\tau_{\text{эфф}} = 4,0 \cdot 10^{-18}$  с. Такое время задержки событий деления приводит к вкладу  $\chi_r$  в величину  $\chi^{161^\circ}$ , близкому к нулю. Поэтому наблюдение какого-либо значения  $\chi_r$ , выходящего за пределы погрешности измерения, означало бы наличие долгоживущей временной компоненты деления. Сравнение результатов облучений 1 и 5 /табл.2/ как будто говорит об увеличении  $\chi^{161^\circ}$  при переходе от упругого рассеяния к реакции деления. Отметим, что радиационный вклад в величины  $\chi^{161^\circ}$  в обоих случаях невелик и мало отличается для облучений 1 и 5, поскольку плотность дозы ионов  $^{40}\text{Ar}$  / 24 МэВ/ в 15 раз меньше, чем ионов  $^{22}\text{Ne}$  / 174 МэВ/, а радиационное действие низкоэнергичных ионов  $^{40}\text{Ar}$ , по-видимому, в десятки раз больше, чем ионов  $^{22}\text{Ne}$  / 174 МэВ/, что уравнивает разницу в плотности дозы. Однако наблюдаемое различие  $\chi^{161^\circ}$  в облучениях 1 и 5 нельзя приписать долгоживущей временной компоненте реакции деления, поскольку имеет место значительное различие по заряду и энергии между осколками деления /обл.1/ и ионами  $^{40}\text{Ar}$  /обл.5/. При этом немаловажное значение, вероятно, имеет следующее различие: в случае упругого рассеяния начальная кинетическая энергия частиц, вылетающих под углом  $161^\circ$  к пучку, уменьшается по мере углубления внутрь монокристалла точки вылета частицы, а для осколков деления начальная энергия частиц практически не зависит от точки излучения. Это различие наряду с различием в атомном номере частиц и в их максимальной энергии, вероятно, дает при использовании толстой мишени наблюдаемое различие  $\chi^{161^\circ}$ , равное  $0,045 \pm 0,014$  для облучений 1 и 5. То, что это различие  $\chi^{161^\circ}$  не связано с долгоживущей временной компонентой, подтверждается результатами сравнения облучений 1 и 2. Переход к энергии ионов 114 МэВ дает изменение  $\chi^{161^\circ}$ , которое целиком объясняется радиационным действием пучка. То есть не остается места для величины  $\chi_r$ , которая не должна была быть неизменной при изменении энергии ионов /см. <sup>7-7/</sup>/. Поэтому результаты табл.2 говорят о том, что в реакции  $\text{W} + ^{22}\text{Ne}$  не наблюдается долгоживущая временная компонента деления при уровне чувствительности несколько процентов от полного сечения деления.

Для реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  / 81 МэВ/ обработка данных /табл.1/ дает значение  $\chi_r = 0,051 \pm 0,010$  /см. предыдущий раздел/. С использованием расчетов<sup>11/</sup>, выполненных с целью описания измененных значений  $\Delta\chi$ <sup>4/</sup> для этой реакции, можно получить оценку величины  $\chi_r = 0,01$  для событий деления составного ядра с учетом многих ветвей деления после испускания нейтронов. Из-



меренное значение  $\chi_r$  намного больше этой оценки, поэтому полученную величину  $\chi_r$  необходимо отнести главным образом к вкладу процесса деления после прямых реакций взаимодействия ионов  $^{12}\text{C}$  с ядрами  $^{238}\text{U}$ .

Таким образом, в реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  /81 МэВ/ обнаружена долгоживущая компонента деления, соответствующая главным образом вкладу деления после прямых реакций. В связи с этим необходимо вновь подвергнуть анализу вопрос о вкладе процесса деления продуктов прямых реакций в измеренные величины  $\chi$  и  $\Delta\chi$  /4/ для реакций  $^{238}\text{U} + \text{HI}$ . Величина  $\Delta\chi$  в эксперименте по изучению теневых минимумов зависит от отношения нормальных к кристаллографическим осям составляющих скорости делящегося ядра  $\frac{v_{\perp}^{90^\circ}}{v_{\perp}^{150^\circ}}$  и от его времени жизни  $\tau$ . Поскольку  $\tau$  в функции  $E^*, Z, A$  еще не измерено достаточно подробно, то применяется упрощенный расчет, в котором обходится необходимостью в полных функциях  $\tau(E^*, Z, A)$ . Схема вычислений такова: а/ на основе кинематического рассмотрения выполняется расчет отношения  $\frac{v_{\perp}^{90^\circ}}{v_{\perp}^{150^\circ}}$  для мишенеподобного продукта прямой реакции при усреднении по угловому и энергетическому распределению легкого продукта /12,13/; б/ для найденного отношения  $\frac{v_{\perp}^{90^\circ}}{v_{\perp}^{150^\circ}}$  находится максимальное значение  $\Delta\chi_{\text{макс}}$ , соответствующее некоторому определенному значению  $\tau$ ; в/ с учетом широкого спектра продуктов реакции и, следовательно, широкого интервала изменения  $\tau$  делящегося ядра предполагается, что среднее значение  $\Delta\chi$  для процесса равно  $0,5\Delta\chi_{\text{макс}}$ ; г/ на основе известных данных /14/ о вкладе деления после реакций передачи нуклонов в полное сечение деления вычисляется искомое значение

$$\Delta\chi_{\text{Р.П.}} = \frac{\sigma_{\text{Р.П.}}}{\sigma_{\text{полн.}}} \cdot 0,5\Delta\chi_{\text{макс.}}$$

Средние значения квадрата нормальной составляющей импульса тяжелого продукта реакции передачи равны

$$\overline{(p_{\perp}^{90^\circ})^2} = 2\pi\sigma^{-1} \int_0^\pi [(p_0 - p_1 \cos\theta_1)^2 + \frac{1}{2}p_1^2 \sin^2\theta_1] \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta_1 d\theta_1,$$

/4/

$$\overline{(p_{\perp}^{150^\circ})^2} = 2\pi\sigma^{-1} \int_0^\pi [\frac{1}{4}(p_0 - p_1 \cos\theta_1)^2 + \frac{7}{8}p_1^2 \sin^2\theta_1] \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta_1 d\theta_1,$$

где  $\sigma$  и  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  - сечение и угловое распределение легкого продукта реакции;  $p_0$  - импульс бомбардирующей частицы;  $p_1$  - импульс легкого продукта реакции при угле вылета  $\theta_1$  в л.с. Полученные по формулам /4/ отношения средних квадратичных скоростей

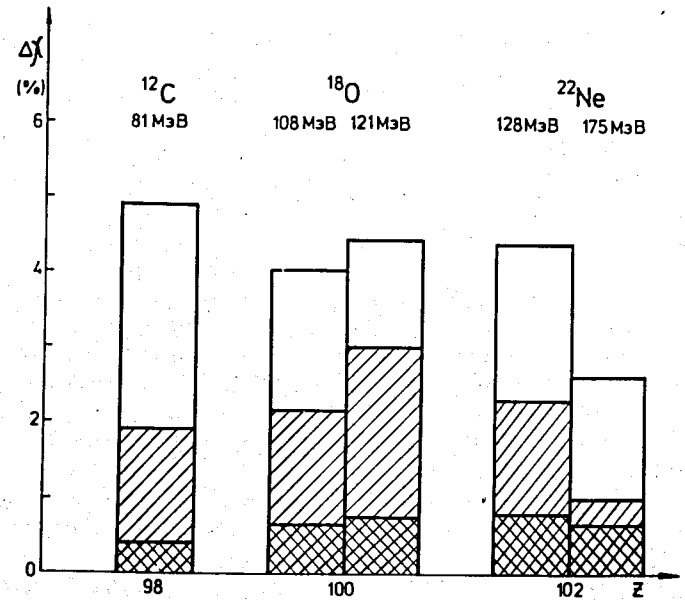


Рис. 3. Вычисленный вклад различных процессов в величину разности глубин теневых минимумов для реакций  $^{238}\text{U} + \text{HI}$ :  $\square$  - деление составного ядра (HI, xnf) - расчетные данные /11/;  $\text{hatched}$  - деление продуктов неполного слияния с вылетом прямой  $\alpha$ -частицы (HI,  $\alpha$  xnf);  $\text{cross-hatched}$  - деление продуктов реакций передачи нуклонов (HI,  ${}_Z\text{Af}$ ).

$\frac{v_{\perp}^{90^\circ}}{v_{\perp}^{150^\circ}}$  приближаются к единице, в отличие от реакции деления составного ядра, что понижает максимально возможное  $\Delta\chi_{\text{макс}}$  для деления продуктов реакций передачи. Величина вклада этого процесса  $\frac{\sigma_{\text{Р.П.}}}{\sigma_{\text{полн.}}}$  считалась равной 0,05 для реакции  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  /81 МэВ/; 0,08 и 0,12 для  $^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$  при энергиях ионов 108 и 121 МэВ соответственно и 0,10 и 0,25 для  $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$  при энергии 128 и 174 МэВ соответственно. Результат приведен на рис. 3, на котором сравнивается вклад от разных процессов в полное  $\Delta\chi$ .

Подобный расчет был выполнен и для процесса деления после неполного слияния взаимодействующих ядер с испусканием прямой  $\alpha$ -частицы. Этот процесс ближе в реакции деления составного ядра, его можно сравнить с делением составного ядра после испускания двух или трех нейтронов по величине понижения энергии

возбуждения делящегося ядра. В расчете величины вклада этого процесса в  $\Delta\chi$  использована временная функция  $\tau(E^*)$ , полученная в<sup>11/</sup> для описания распада составного ядра. Отношение  $\frac{v_{90^\circ}}{v_{150^\circ}}$  вычислялось по формулам /4/. Сечение образования прямых  $\alpha$ -частиц в реакциях с тяжелыми ионами, несмотря на некоторый разброс различных определений<sup>15-17/</sup>, можно считать равным  $0,2\sigma_R$  и  $0,4\sigma_R$  для энергий ионов, ненамного превышающих кулоновский барьер, и для энергий около 8 МэВ/нуклон соответственно /  $\sigma_R$  - полное сечение реакции/. Полученные значения  $\Delta\chi_a$  также приведены на рис.3.

С увеличением энергии ионов растет вклад деления после прямых реакций в полное сечение деления, однако вклад этих процессов в  $\Delta\chi$  не увеличивается. Для величины  $\Delta\chi_a$  это связано с ростом средней энергии возбуждения делящегося продукта и соответствующим уменьшением  $\tau$ , а для величины  $\Delta\chi_{р.п.}$  - с изменением<sup>12,13/</sup> углового распределения легкого продукта при увеличении энергии иона, приводящим к изменению  $\frac{v_{90^\circ}}{v_{150^\circ}}$ . Из

данных рис.3 видно, что вклад всех трех процессов в полное значение  $\Delta\chi$  сравним по величине. Тем не менее интерпретация<sup>11/</sup> измеренных в<sup>4/</sup> величин  $\Delta\chi$  как факта, говорящего о сравнительно высоких временах жизни делящихся ядер  $\tau \sim 10^{-17} - 10^{-18}$  с при больших энергиях возбуждения  $E^* > 50$  МэВ, остается в силе. Если принять в расчетах временные функции  $\tau(E^*)$ , резко убывающие к значениям  $\tau \sim 10^{-20} - 10^{-21}$  с для  $E^* > 50$  МэВ, то это приведет к нулевым значениям вкладов в  $\Delta\chi$  деления составного ядра  $\Delta\chi_{с.я.}$  и деления после испускания  $\alpha$ -частиц  $\Delta\chi_a$ . Остающееся, хотя и уменьшающееся, значение  $\Delta\chi_{р.п.}$  недостаточно велико для объяснения измеренных величин  $\Delta\chi$ .

Значительный и увеличивающийся с ростом энергии иона вклад деления продуктов прямых реакций в полное сечение деления соответствует представлениям о роли критического углового момента для слияния ядер  $I_{кр.}$  в реакциях с тяжелыми ионами и виду функций возбуждения деления в реакциях  $^{238}\text{U} + \text{HI}$  /18/. Действительно, с ростом энергии иона увеличивается интервал между  $I_{кр.}$  и максимальным угловым моментом, соответственно растет сечение прямых реакций и их вклад в полное сечение деления. Поэтому функция возбуждения деления монотонно возрастает с энергией несмотря на уменьшение сечения образования составного ядра при наличии  $I_{кр.}$  в области энергий  $E > E_{кр.}$ .

В реакциях  $\text{W} + \text{HI}$  вклад деления продуктов прямых реакций значительно меньше /пренебрежим в большинстве случаев/ из-за резкого уменьшения вероятности деления ядер с уменьшением  $Z$  и  $E^*$  в этой области ядер. Растущие функции возбуждения деле-

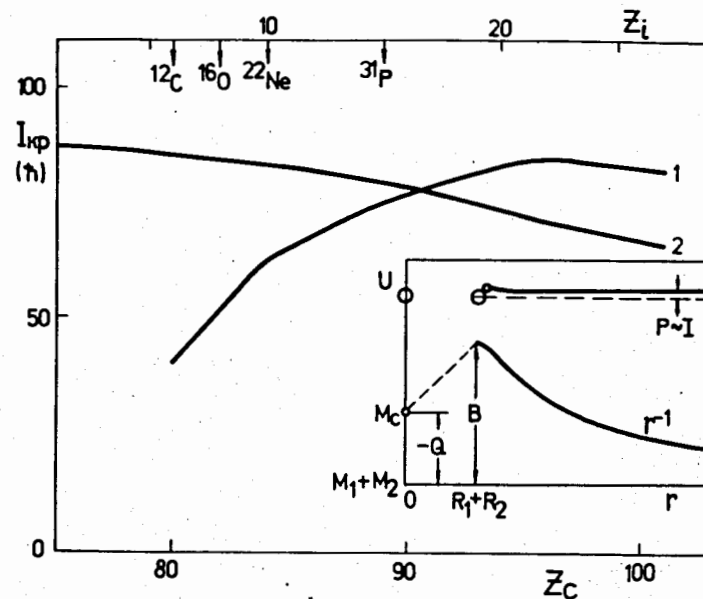


Рис.4. Сравнение величин  $I_{кр.}$  /по формуле /5// и  $I_{кр.}^f$  по теории<sup>19/</sup> для реакций  $^{186}\text{W} + \text{HI}$ , кривые 1 и 2 соответственно. На вставке показана схема, иллюстрирующая поведение потенциальной энергии ядер при их слиянии. В - барьер взаимодействия; Q - энергывыделение слияния.

ния в этом случае связаны с повышением вероятности деления составного ядра с ростом  $E^*$ .

Для анализа величин  $\chi$  и  $\Delta\chi$  необходимо проверить, не связана ли значительная доля сечения деления с образованием динамически неустойчивой составной системы и ее делением за короткое время. Критический угловой момент вращательной динамической неустойчивости ядер  $I_{кр.}^f$  вычислен на основе капельной модели в работе<sup>19/</sup>. Однако образование составного ядра может быть ограничено по угловому моменту более жестко самим процессом слияния ядер или захвата тяжелого иона.

В работе<sup>20/</sup> приведена простая формула для критического углового момента захвата тяжелого иона:

$$I_{кр.} = 0,155 r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} (B + Q)}. \quad /5/$$

Обозначения объяснены на вставке рис.4. Экспериментальные значения  $I_{кр.}$ <sup>21/</sup> для образования составных ядер с  $Z$  от 52 до 93

описываются формулой /5/, а именно: при выборе параметра  $r_0 = 1,5$  фм расчетные значения в 1,17 раз меньше экспериментальных /21/.

На рис. 4 вычисленные по формуле /5/ значения  $I_{кр}$  для реакций  $W + HI$  сравниваются с расчетом /19/ величин  $I_{кр}^f$  для тех же составных ядер. Видно, что в случае ионов с  $Z < 15$  величина  $I_{кр} < I_{кр}^f$  и, следовательно, вращательно неустойчивые составные ядра не образуются. Для мишени  $^{238}U$  и ионов  $^{12}C$ ,  $^{18}O$ ,  $^{22}Ne$  ситуация подобна. Поэтому практически для всех изученных с помощью эффекта теней реакций деления  $^{238}U + HI$  и  $W + HI$  вкладом деления динамически неустойчивых ядер можно пренебречь. Таким образом, обнаруженная долгоживущая компонента деления в реакции  $^{238}U + ^{12}C$  логически укладывается в принятую нами схему процесса деления как деления составного ядра при наличии вклада /немалого для мишени  $^{238}U$  / деления продуктов прямых реакций.

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Получены данные о радиационном повреждении монокристалла  $W$  ионами  $^{22}Ne$  /174 МэВ/ и монокристалла  $UO_2$  ионами  $^{12}C$  /81 МэВ/. Измеряемые в эксперименте величины  $\Delta\chi$ , связанные с временной задержкой ядерной реакции, не зависят от радиационного повреждения монокристалла.

2. Подтверждены измерения /2,4/ величин  $\Delta\chi$  для реакций  $W + ^{22}Ne$  /174 МэВ/ и  $^{238}U + ^{12}C$  /81 МэВ/, приводящие к значениям эффективного времени протекания реакций деления около  $10^{-17} - 10^{-18}$  с.

3. В реакции  $^{238}U + ^{12}C$  /81 МэВ/ обнаружена долгоживущая / $\tau \geq 10^{-16}$  с/ временная компонента деления, имеющая интенсивность около 5% от полного сечения деления. Она связана с делением продуктов прямых реакций взаимодействия ядер мишени и бомбардирующей частицы.

4. В реакции  $W + ^{22}Ne$  не найдено заметного вклада долгоживущей временной компоненты деления при уровне чувствительности несколько процентов от полного сечения деления, хотя такой вклад ожидался на основе результатов /5-7/, полученных для близких реакций  $W + ^{18}O$  и  $W + ^{12}C$ .

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, А.Ф.Тулинову и Г.Отто за предоставление монокристаллов  $UO_2$  и  $W$ , группам эксплуатации циклотронов У-300 и У-200 за получение пучков ионов с нужными параметрами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С.А., Меликов Ю.В., Тулинов А.Ф. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.456.
2. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Нормуратов Ф. ЯФ, 1971, 14, с. 499.
3. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.447.
4. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713.
5. Andersen J.U. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1539.
6. Andersen J.U. et al. Dan.Vid.Selsk.Mat.-fys. Medd., 1980, 40, No.7.
7. Andersen J.U. et al. Phys. and Chem. Fission, IAEA, Vienna, 1980, vol.1, p.387.
8. Бугров В.Н.; Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-80-762, Дубна, 1980.
9. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с.252.
10. Gibson W.M., Nielsen K.O. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.114.
11. Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1978, 28, с.403.
12. Артюх А.Г. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1154.
13. Артюх А.Г. и др. ЯФ, 1973, 17, с.1126.
14. Sikkeland T. et al. Phys.Rev., 1962, 125, p.1350.
15. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
16. Капусцик А. и др. ЯФ, 1967, 6, с.1142.
17. Герлик Э. и др. ЯФ, 1980, 32, с.45.
18. Viola V.E., Sikkeland T. Phys.Rev., 1962, 128, p.767.
19. Cohen S. et al. Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
20. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 26, с.520.
21. Lefort M. et al. Rivista Nuovo Cim., 1974, 4, p.79.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 марта 1981 года.