

из кристаллической решетки постепенно прекращается. Наиболее вероятно, что во втором интервале времени поры растут, получая новые порции газа из глубины зерен. Именно такой подпиткой газом и объясняется высокая скорость роста пор, превышающая теоретически предсказываемые значения $x \leq 0,5$ в уравнении (1) [4, 5]. Рост пор обусловлен высоким давлением газа

Изменение размеров гелиевых пор при изотермических отжигах

Температура отжига, °С	Время отжига, мин	Площадь скола, мм ²	Количество пор	Средний размер пор, мкм
1400	25	108	328	0,23
1400	30	355	802	0,28
1400	35	775	768	0,29
1400	81	630	223	0,61
1500	4	314	833	0,28
1500	15	319	36	0,72

в них. Так, для аналогичных образцов ВеО установлено [6], что при температурах отжига 1400—1500° С давление гелия в порах достигает 5000 атм. Большое влияние на рост пор оказывают границы зерен — источники вакансий. Какую-то роль играют механические напряжения на границах зерен из-за их анизотропного расширения при нагревании. Во всяком случае установленную экспериментально скорость роста пор необходимо попытаться объяснить теоретически.

Измерение сечения деления U²³⁸ нейтронами 2,5 Мэв при определении потока нейтронов методом сопутствующих частиц

И. М. КУРС, В. И. МАТВИЕНКО, Ю. А. НЕМИЛОВ, К. А. ПЕТРЖАК, Ю. А. СЕЛИЦКИЙ, В. Б. ФУНШТЕЙН

УДК 539.173.84

Несмотря на значительное число работ [1—3], посвященных определению сечения деления U²³⁸ в области первого плато, надежность данных по этому вопросу остается неудовлетворительной, так как разброс полученных сечений лежит за пределами ошибок измерений. Большинство результатов приведено в виде отношений к сечению деления U²³⁵ без определения нейтронного потока. Реже производились абсолютные измерения, где поток нейтронов определялся по протонам отдачи. Наиболее прямой метод мониторинга потока нейтронов — метод сопутствующих частиц — использовался в измерениях сечения деления только для нейтронов с энергией 14—15 Мэв из реакции T (d, n) He⁴ [4, 5], для нейтронов же меньших энергий из реакции D (d, n) He³ он не применялся. Однако именно сечения в области первого плато представляют наибольший практический интерес в реакторостроении, так как соответствуют области максимального выхода нейтронов деления тяжелых ядер. В связи с этим в настоящей работе была предпринята попытка определить σ_f при E_n = 2,5 Мэв наиболее прямым методом с использова-

нием сопутствующих частиц, так же, как это было сделано ранее при E_n = 14 Мэв. Хотя кинетика развития пористости в процессе высокотемпературного облучения будет иной, чем в рассматриваемом случае, полученные результаты позволят сделать некоторые выводы о характере процессов развития пор при облучении. Во-первых, можно считать, что в реакторах при температурах 1400—1500° С практически весь гелий будет сосредотачиваться в порах. Во-вторых, давление гелия в порах в каждый момент времени при облучении будет уравниваться напряжением поверхностным натяжением. Существенных напряжений вокруг пор не должно быть.

Эти выводы вытекают из того, что развитие пор с момента зарождения до прекращения роста происходит при данных температурах в весьма короткое время.

Автор выражает благодарность З. Е. Островскому, Н. В. Судаковой, Г. С. Баландину за помощь в работе, В. И. Клименкову — за полезные обсуждения.

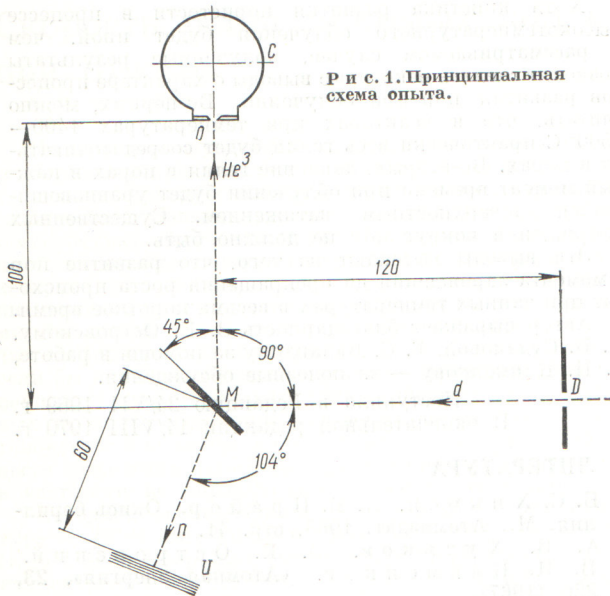
Поступило в Редакцию 24/VII 1969 г.

В окончательной редакции 14/VIII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Хикмен, А. В. Прайор. Окись бериллия. М., Атомиздат, 1968, стр. 41.
2. А. В. Худяков, З. Е. Островский, В. И. Клименков. «Атомная энергия», 23, 226 (1967).
3. А. В. Худяков, Н. В. Судакова, Г. С. Баландин. Там же, 28, 157 (1970).
4. Я. Е. Гегузин. Макроскопические дефекты в металлах. М., Металлургиздат, 1962.
5. R. Nelson, D. Mazeu, R. Barnes, Phil. Mag., 11, 109 (1965).
6. L. Weil, J. Aslanian. Kältetechnik, 14, 397 (1962).

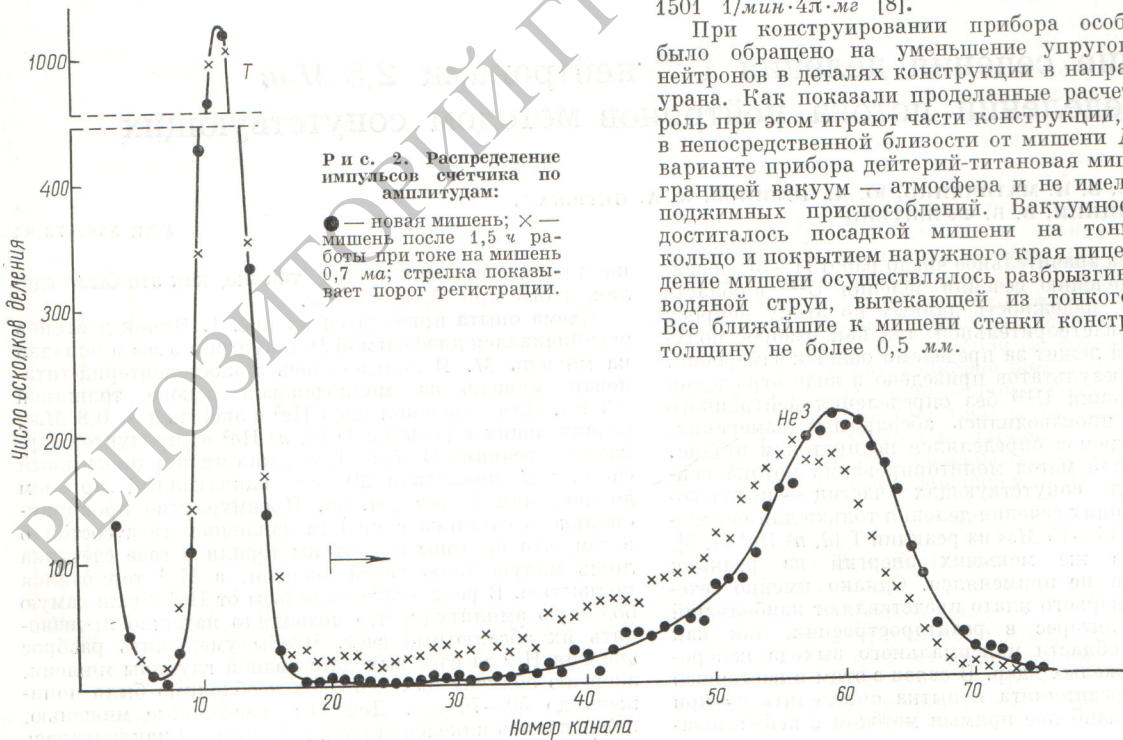
Схема опыта приводится на рис. 1. Пучок дейтонов ограничивался диафрагмой D диаметром 5 мм и попал на мишень M. Использовалась тонкая дейтерий-титановая мишень на молибденовой основе толщиной 0,3 мм. Для отделения ядер He³ с энергией ~ 0,8 Мэв, возникающих в реакции D (d, n) He³ от продуктов зеркальной реакции D (d, p) T, служил пропорциональный счетчик C диаметром 20 мм, наполненный аргоном до давления 40 мм рт. ст. Преимущество пропорционального счетчика с низким давлением газа состояло в том, что протоны и тритоны теряли в газе счетчика лишь малую долю своей энергии, а He³ тормозился полностью. В результате импульсы от He³ имели самую большую амплитуду, что позволяло надежно производить их абсолютный счет. Чтобы уменьшить разброс энергии He³ за счет выхода с разной глубины мишени, энергию облучающих дейтонов необходимо было понижать до 50—70 кэв. Дейтоны, рассеянные мишенью, поглощались никелевой пленкой, которая наклеивалась



Р и с. 1. Принципиальная схема опыта.

на диафрагму *O* диаметром 1 мм и одновременно служила вакуумным окном счетчика. Полное поглощение дейтронов с энергией 70 кэв соответствовало толщине пленки 350 мкг/см².

Разделение импульсов от тритонов и ядер He³ в счетчике демонстрируется рис. 2. Как видно из рисунка, разделение пиков со временем несколько ухудшается вследствие образования на мишени нагара.



Р и с. 2. Распределение импульсов счетчика по амплитудам:
● — новая мишень; × — мишень после 1,5 ч работы при токе на мишень 0,7 ма; стрелка показывает порог регистрации.

Пик протонов при данном усилении тракта приходился на первые каналы анализатора импульсов (на рис. 2 не показан).

Взаимное расположение урановой мишени и пропорционального счетчика (см. рис. 1) выбрано таким образом, чтобы определение потока нейтронов на мишень было мало чувствительно к параметрам углового распределения, так как последние известны с плохой точностью. Регистрируемые счетчиком ионы He³ соответствовали нейтронам, попадающим только в центральную часть урановой мишени. При малой энергии дейтронов угловое распределение нейтронов в системе центра масс описывается формулой [6]

$$\sigma(\Theta) \sim 1 + A \cos^2 \Theta.$$

Мы располагали центр мишени под углом $\Theta \approx 90^\circ$, где изменение $\sigma(\Theta)$ минимально, так что в пределах использованного телесного угла поправка на неоднородность потока составляла 2%.

В качестве детектора осколков деления была выбрана слюда. Это позволило сочетать высокую эффективность регистрации треков [7] с предельным сокращением массы вещества, рассеивающего нейтроны. Стопка из десяти слоев урана и пяти слоев слюды составлялась так, чтобы один слой слюды регистрировал осколки от прижатых к ней с двух сторон слоев урана.

Мишени изготовлялись вакуумным напылением фторида урана (природная смесь изотопов) на полированную алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм и имели диаметр 19 мм. Изотопный состав урана в мишени проверялся специальными измерениями на альфа-спектрометре. Суммарный вес урана во всех десяти слоях составлял ~ 10 мг и определялся на основе измеренной в ионизационной камере α -активности слоев и известной удельной активности природного урана — 1501 1/мин · 4п · мг [8].

При конструировании прибора особое внимание было обращено на уменьшение упругого рассеяния нейтронов в деталях конструкции в направлении слоев урана. Как показали проделанные расчеты, основную роль при этом играют части конструкции, находящиеся в непосредственной близости от мишени *M*. В рабочем варианте прибора дейтерий-титановая мишень служила границей вакуум — атмосфера и не имела каких-либо поджимных приспособлений. Вакуумное уплотнение достигалось посадкой мишени на тонкое индиевое кольцо и покрытием наружного края плицевым. Охлаждение мишени осуществлялось разбрызгиванием тонкой водяной струи, вытекающей из тонкого капилляра. Все ближайшие к мишени стенки конструкции имели толщину не более 0,5 мм.

В контрольной серии опытов были оценены вклады в число регистрируемых осколков от: 1) делений на нейтронах из набивной мишени, которая образуется на ограничивающей дейтронный пучок диафрагме; 2) от деления присутствующего в природном уране U^{235} на тепловых и надтепловых нейтронах. Оказалось, что первым фактором можно пренебречь. Для оценки роли второго фактора проводился опыт с U^{235} . Результат этого опыта учитывался в дальнейшем в виде поправки в 2% в значении сечения. Кроме того, для доказательства работоспособности аппаратуры в целом было произведено проверочное измерение сечения деления U^{238} на нейтронах из реакции $T(d, n) He^4$. Полученное значение $1,13 \pm 0,04$ барн при $E_n = 14,1$ Мэв хорошо согласуется с последними данными [3].

Всего за время рабочей экспозиции было зарегистрировано 1300 осколков. При вычислении сечения деления учитывались:

эффективность регистрации осколков деления слюдой — $96 \pm 1\%$ [7];

вклад осколков от деления U^{235} — 2%; геометрические поправки, связанные с конечными размерами дейтронного пучка и урановых слоев в стопке, — 1%;

отличие плотности нейтронного потока в пределах уранового слоя от плотности в его центре — 2%; поправка на попадание в урановую мишень нейтронов, упруго рассеянных в деталях конструкции, — $4 \pm 1\%$;

поправка на эффективность мониторингирования нейтронного потока и изменение ее вследствие образования на мишени нагара.

Амплитудный анализ импульсов счетчика производился три раза: перед, после и в середине экспозиции.

Оценивалось относительное число импульсов от He^3 с амплитудой ниже порога регистрации путем плавной экстраполяции гелионного пика в сторону нулевой амплитуды. Среднее по трем графикам относительное значение поправки составляло $2 \pm 1\%$.

Окончательно было получено сечение деления U^{238} на нейтронах с энергией 2,5 Мэв, равное $0,55 \pm 0,02$ барн, что совпадает с последним рекомендованным в литературе значением [3].

Поступило в Редакцию 30/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Stehn et al. Neutron Cross Sections. BNL-325, Vol. III, Brookhaven, 1965.
2. W. Davey. Nucl. Sci. Engng, 32, 34 (1968).
3. W. Hart. Authority Health and Safety Branch, UKAEA, R. 1969, p. 169.
4. А. Н. Протопопов, Ю. А. Селицкий, С. М. Соловьев. «Труды Радиового ин-та им. В. Г. Хлопина АН СССР», IX, 55 (1959).
5. А. А. Березин и др. «Атомная энергия», 5, 659 (1958).
6. Сб. «Физика быстрых нейтронов». Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Т. 1, М., Атомиздат, 1963, стр. 27.
7. О. В. Румянцев, Ю. А. Селицкий, В. Б. Фунштейн. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 51 (1968).
8. Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 4, М., Атомиздат, 1969, стр. 131.

Спектры протонов из реакции (t, pf) на изотопах U^{233} , U^{238} и Np^{237}

М. Ф. АНДРЕЕВ, В. А. ЗАВГОРОДНИЙ, В. А. ПЕРЕШИВКИН, В. И. СЕРОВ

УДК 539.125.4:539.173

Реакция (t, p) с последующим делением компаунд-ядра удобна для определения характеристик деления ядер, образующихся из исходного ядра при добавлении двух нейтронов. С помощью этой реакции можно получать ядра при энергиях возбуждения, существенно меньших энергии связи нейтрона в делившемся ядре. При этом канал испускания нейтронов закрыт, что облегчает изучение подбарьерного деления, приобретающего особый интерес в свете предложенной Струтинским [1] модели двугорбого потенциального барьера деления.

В настоящей работе описываются результаты измерения спектров протонов из реакции (t, pf) на изотопах U^{233} , U^{238} и Np^{237} , являющиеся первым этапом работы по изучению делимости этих ядер в реакции (t, pf) .

Форма спектров протонов позволяет сделать некоторые выводы о делимости ядер U^{235} , U^{240} и Np^{239} .

Работа выполнялась на тандемном электростатическом генераторе при энергии ускоренных трионов $13,23 \pm 0,07$ Мэв. Схема эксперимента показана на рис. 1.

В качестве мишеней использовались слои из окислов изотопов урана и нептуния, нанесенных методом вакуумного испарения на подложки из окиси алюминия толщиной ~ 100 мкг/см² или из золота толщиной ~ 400 мкг/см² (NpO_2). Толщина используемых в изме-

рениях мишеней была равна для $U^{233} \sim 300$ мкг/см², для $U^{238} \sim 400$ мкг/см² и для $Np^{237} \sim 700$ мкг/см².

Детектором протонов служил телескоп кремниевых полупроводниковых $\Delta E - E$ счетчиков с телесным углом на мишень, равным $0,14$ стер. Толщина чувствительного слоя ΔE -детектора составляла 100 мк, E -детектора — 2 мм. Разрешающая способность телескопа $\Delta E - E$ счетчиков для протонов была равна 120 кэв при рабочей температуре детекторов — $55 \div -65^\circ$ С. Для уменьшения загрузок «протонного» канала осколками деления и α -частицами перед телескопом помещалась алюминиевая фольга толщиной 30 мк.

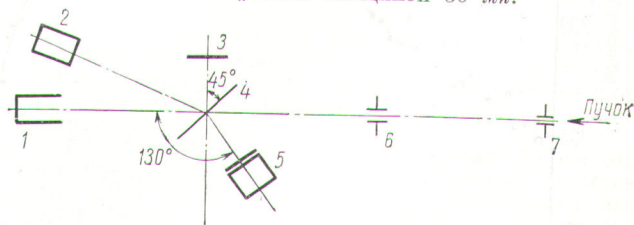


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — цилиндр Фарадея; 2 — монитор упруго рассеянных на мишени частиц; 3 — детектор осколков деления; 4 — мишень; 5 — телескоп $\Delta E - E$ полупроводниковых счетчиков; 6, 7 — коллимирующие диафрагмы.