

Выходы и кинетические энергии осколков при симметричном делении

Показатели	Ядро		
	U ²³³	U ²³⁵	Pu ²³⁹
Кинетическая энергия симметричных осколков, Мэв	140	135	147
Выход симметричных осколков, %	0,018	0,01	0,04
Максимальная кинетическая энергия осколков $\left(\frac{m_1}{m_2} = 1,25\right)$, Мэв	175	177	182
Энергия связи последнего нейтрона, Мэв	6,74	6,39	6,38

дейтонами с различной энергией. Сопоставление полученных в данной работе результатов с результатами радиохимических исследований показывает, что кинетическая энергия наиболее сильно изменяется в той области отношений масс, где наиболее сильно изменяется выход осколков. Точность результатов работ [6, 7] не позволяет сделать какие-либо количественные оценки. Наиболее интересным в случае Ra²²⁶ является то, что кинетическая энергия осколков увеличивается с увеличением выхода и уменьшается при его уменьшении. Это еще раз указывает на наличие весьма общей корреляции между выходами осколков и их кинетической энергией.

В настоящее время можно считать, что кинетическая энергия осколков определяется кулоновским расталкиванием в момент деления и величина ее зависит от эффективного расстояния между центрами зарядов осколков. По числу протонов симметричные осколки при делении ядер тяжелее тория, и осколки, соответствующие «тяжелой» впадине при делении Ra²²⁶, относятся к области сильно деформированных ядер. Асимметричные осколки относятся к области мало деформированных ядер. Максимальная кинетическая энергия соответствует осколкам с замкнутой нейтронной оболочкой из 82-х нейтронов. По-видимому, для характеристики поведения кинетической энергии осколков нужно учитывать различную способность ядерной материи

к деформации в процессе деления. В работе [8] было показано, что с увеличением деформации ядра оболочечные эффекты исчезают при параметре деформации $\alpha_2 = 0,05$, но затем снова появляются при деформации, соответствующей $\alpha_2 = 0,2 \div 0,3$. Поскольку процесс деления при малых энергиях возбуждения является адиабатическим, можно предположить, что при такой деформации ядра, когда проявляются оболочечные эффекты в образующихся осколках, возникает энергетически выгодная система. Эта система обладает большой энергией деформации и большим эффективным расстоянием между центрами зарядов осколков. В результате образуются осколки с большой энергией возбуждения и малой кинетической энергией. Осколки, соответствующие сферическим или мало деформированным ядрам, могут образоваться при меньших деформациях делящегося ядра. Вероятность симметричного деления в таком случае будет характеризоваться отношением числа ядер, достигших требуемой деформации, к числу ядер, разделившихся на более ранних стадиях деформации.

Таким образом, симметричное деление в большей степени происходит адиабатично и для него большую роль, чем для асимметричного деления, играют оболочечные эффекты. С увеличением возбуждения степень адиабатичности уменьшается и уменьшается роль оболочечных эффектов. В этом случае симметричное деление может происходить при меньших деформациях делящегося ядра, что приведет к увеличению его вероятности и увеличению кинетической энергии осколков.

Поступило в Редакцию 14/IX 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Адамов, С. С. Коваленко, К. А. Петржак. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 1475 (1962).
2. С. С. Коваленко, К. А. Петржак, В. М. Адамов, «Атомная энергия», 13, 474 (1962).
3. S. Katsoff. Nucleonics, 16, 78 (1958).
4. Г. И. Марчук, В. В. Смелов. «Нейтронная физика», М., Госатомиздат, 1961, стр. 157.
5. I. Milton, K. Fraser. Phys., Rev. Letters, 7, 67 (1961).
6. A. Fairhall, K. Zensen, E. Neuzil, Proceeding of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, V. 15. Geneva, UNO, 1958, p. 452.
7. H. Britt, H. Wegner, S. Gursky. Phys. Rev. Letters, 8, 98 (1962).
8. Б. Т. Гейликман. Физика деления атомных ядер. М., Госатомиздат, 1962, стр. 5.

УДК 539.173.84

Запаздывающие нейтроны от U²³³ при делении его нейтронами с энергией 15 Мэв

Б. П. Максютенко

Образец из U²³³ весом 3,63 г и диаметром 30 мм облучался в потоке нейтронов с энергией 15 Мэв и после облучения сбрасывался в блок из полиэтилена, содержащий 10 параллельно соединенных счетчиков, наполненных BF₃. Одновременно включалось высокое напряжение на каскадном генераторе, и поток

нейтронов за доли секунды падал до нуля. Проводилось две серии облучений: длительностью 300 и 30 сек. Эффективность счета нейтронов составляла 10%.

Из суммарной кривой распада, соответствующей облучению в течение 300 сек, определялись относительные выходы всех групп при заданных значениях

Относительный выход запаздывающих нейтронов

Номер группы	Период полураспада, сек	Относительный выход
1	55	1,00 ± 0,01
2	24	0,78 ± 0,04
3	15,5	1,89 ± 0,30
4	5,2	1,20 ± 0,37
5	2,2	8,04 ± 1,04

периодов полураспада (см. таблицу). Найденное отношение выходов первых двух групп вводилось в систему уравнений, описывающих кривую распада, соответствующую облучению в течение 30 сек, и находились относительные выходы всех групп, кроме

второй. Ошибка результата для 3—5 групп устанавливалась по найденному разбросу результатов этих двух серий измерений с учетом критерия Стьюдента. Ошибка относительных выходов первых двух групп определялась по интегральному счету и длительности интервала измерений. Решение системы уравнений проводилось на электронно-счетной машине. Результаты вычислений представлены в таблице.

Полный выход запаздывающих нейтронов, сопровождающих деление U^{233} нейтронами с энергией 15,0 Мэв, в 1,6 раза больше, чем при делении тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 3,8 Мэв, и составляет $0,780 \pm 0,066$ от полного выхода запаздывающих нейтронов, сопровождающих деление U^{235} тепловыми нейтронами.

Автор выражает благодарность Н. В. Голодовой за программирование расчетов.

Поступило в Редакцию 18/IV 1963 г.

УДК 539.16:621.039.543.6

Определение парциального периода α -распада Pu^{241}

Р. Б. Иванов, А. С. Кривохатский, Л. М. Крижанский,
В. Г. Недовесов, М. И. Якунин

Изотоп Pu^{241} претерпевает β - и α -распады. Парциальный период α -распада этого изотопа T_α определялся неоднократно. Однако полученные величины имеют значительный разброс. Согласно данным, опубликованным в последних работах, парциальный период α -распада Pu^{241} имеет следующие значения: $T_\alpha = (5,62 \pm 0,2) \cdot 10^5$ лет [1] и $T_\alpha = (5,72 \pm 0,4) \cdot 10^5$ лет [2]. Ранее найденные величины T_α лежат в пределах $1 \cdot 10^6 - 2,5 \cdot 10^5$ лет [3—5]. Результаты работ [1, 2] получены с помощью одного и того же метода. Они хорошо согласуются между собой, но значительно отличаются от значений T_α , полученных в работах [4, 5].

Авторы настоящей работы определили величины T_α методом, отличным от метода, использованного в работах [1, 2]. Масс-спектрометрический анализ смеси изотопов плутония совместно с методом ионизационной α -спектроскопии позволил установить относительное содержание Pu^{241} в смеси. При исследовании с помощью магнитного α -спектрометра [6] можно определить интенсивности α -переходов для каждого изотопа и таким образом найти относительное число α -распадов Pu^{241} . На основании полученных данных парциальный период α -распада Pu^{241} можно вычислить из соотношения

$$T_\alpha = T_i \frac{N_i}{S_i},$$

где T_i — период полураспада данного изотопа; N_i — отношение числа атомов Pu^{241} к числу атомов данного изотопа; S_i — отношение числа α -распадов Pu^{241} к числу α -распадов данного изотопа.

В таблице приведены величины N_i , S_i и T_i , а также найденные по ним значения T_α . Среднее значение T_α равно $(3,9 \pm 0,4) \cdot 10^5$ лет, что почти в полтора раза

меньше полученного в работах [1, 2], но согласуется с результатами других авторов [3, 4]. В работе [2] авторы указывают, что расхождение их результатов с данными работы [3] объясняется завышением числа α -распадов Pu^{241} в работе [3] за счет Pu^{242} . В настоящей работе эта ошибка не превышает 10%, так как измерения проводились на магнитном α -спектрометре.

Величины, использованные при вычислении T_α для Pu^{241}

Массовое число изотопа	N_i	S_i	T_i , лет	T_α для Pu^{241} , лет (вычислено)
238	9,556	$2,078 \cdot 10^{-3}$	86,4 [7]	$3,97 \cdot 10^5$
240	0,441	$6,712 \cdot 10^{-2}$	6600 [8]	$4,34 \cdot 10^5$
242	0,423	0,473	$3,88 \cdot 10^5$ [9]	$3,47 \cdot 10^5$

Ошибки получаются за счет погрешности в определении величин N_i , а также статистических погрешностей в определении значения S_i . Максимальная величина всех ошибок не должна превышать 25%. Таким образом, расхождение результатов настоящей работы и работ [1, 2] находится вне пределов ошибок, указанных авторами этих работ, и пока невозможно объяснить, почему оно возникает.

В заключение авторы выражают признательность Н. Е. Титову и А. Н. Добронравовой за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 23/I 1963 г.