

Рис. 4. Изменения N_p (●), N_t (▲) и $N_{o.p}$ (■) в зависимости от толщины облучаемой среды для β -частиц P^{32} ($N_t - N_p$; N_t ; $N_{o.p}$).

На рис. 4 изображена зависимость N_p , N_t и $N_{o.p}$ от толщины фильтра для β -частиц P^{32} . За 100% по оси ординат принято число β -частиц N_0 , падающее на поверхность фильтра. Как видно из рис. 4, при малых толщинах ослабление параллельного пучка происходит в основном за счет рассеяния β -частиц. При толщине фильтра, приблизительно равной слою поделенности, $N_p \approx N_t$. С ростом толщины фильтра N_p растет, N_t увеличивается, а $N_{o.p}$ практически остается постоянным.

Восстановив проходимость β -частиц в среде с $\mu_{\text{ф}} \approx 7$ позволили установить следующее соотношение между коэффициентом ослабления числа частиц μ и максимальной энергией β -спектра $E_{\text{макс}}$:

$$\mu = 0,0157 \cdot E_{\text{макс}}^{-1,61} \quad (3)$$

На рис. 5 приводятся зависимость μ от $E_{\text{макс}}$ для β -частиц с $E_{\text{макс}}$, равной 0,17—3 Мэв. Для срав-

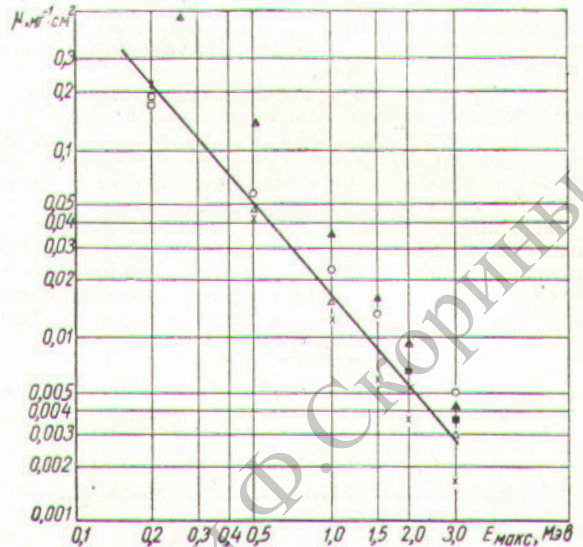


Рис. 5. Зависимость коэффициента ослабления μ от максимальной энергии β -частиц $E_{\text{макс}}$. Данные работ: ○ — [2]; ■ — [3]; × — [4]; ▲ — [5]; △ — [6].

нения на этом же рисунке приводятся данные работ [2—6]. В этих работах зависимость μ от $E_{\text{макс}}$ получена для алюминия.

Поступило в Редакцию 11/XI 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Knecht, W. B a t h e. Z. Naturforsch., 8, 805 (1933).
2. R. E v a n s. The Science and Engineering of Nuclear Power. Cambridge, Mass, 1947.
3. G. G l e a s o n, I. T a y l o r, D. T a b e r n. Nucleonics, 8, No. 5, 12 (1951).
4. I. R o a l s v i n g, R. H a s l a m. Canad. J. Phys., 37, 499 (1959).
5. L. Y a f f e, I. T i s c h m a n. Metrology of Radionuclides. Vienna, IAEA, 1960, p. 196.
6. С. В. Б е л о в и др. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 56 (1961).

УДК 539.173.16:546.791.022.83

Деление ядер U^{238} α -частицами с энергией 26,5 Мэв

Б. А. Бочагов, С. С. Васильев, Г. Г. Семенчук, Г. Е. Солякин

В работе [1] было показано, что при делении ядер U^{238} нейтронами и спонтанном делении зависимость полной кинетической энергии E_n осколков от отношения масс R (при $R \geq 1,3$) хорошо описывается формулой

$$E_n = aA' - (R+1)b. \quad (1)$$

Здесь $A' = A - \nu$, где A — массовое число составного ядра; ν — среднее число мгновенных нейтронов, образующихся при делении; a , b — коэффициенты, равные

$1,07 \pm 0,02$ и $33,3 \pm 3$ Мэв соответственно, причем b определяет наклон прямой, соответствующей приведенному уравнению.

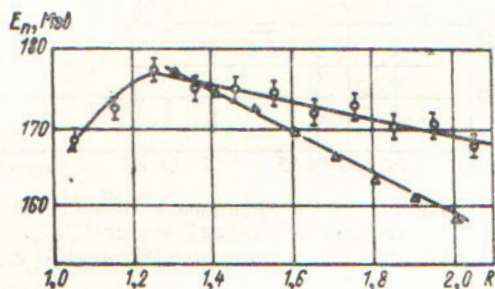
Анализ данных по фотоделению ядер U^{238} [2] и Th^{232} [3], а также по делению ядер U^{235} [4] и Th^{232} [5] нейтронами с энергией 14 Мэв показал, что в первом случае зависимость E_n от R хорошо согласуется с формулой (1), во втором случае значение b несколько меньше.

Так как величины энергии возбуждения делящихся

ядер E^* в обоих случаях близки по значению (~ 15 и ~ 19 Мэв), в работе [1] было высказано предположение, что уменьшение b связано с импульсом, вносимым в ядро агентом деления.

Для проверки этого предположения мы изучили кинетические энергии осколков деления ядер U^{238} α -частицами с энергией 26,5 Мэв. В этом случае импульс, переданный ядру, существенно больше, чем при делении нейтронами с энергией 14 Мэв, и уменьшение b должно быть значительным.

Эксперимент проводился на циклотроне Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ. Для регистрации парных осколков деления использовались полупроводниковые поверхностно-барьерные детекторы. Радиотехническая часть установки была такой же, как и в работе [3].



Зависимость E_n осколков деления U^{238} α -частицами с энергией 26,5 Мэв от R и аналогичная зависимость для деления Pu^{241} тепловыми нейтронами [6]:

○ — $U^{238} + \alpha$; Δ — $Pu^{241} + n$ (Th).

Основные результаты эксперимента приведены на рисунке, где показана зависимость полной кинетической энергии E_n от отношения масс $R = \frac{m_T}{m_L}$ при делении U^{238} α -частицами с энергией 26,5 Мэв.

Так как составным ядром в изучаемой реакции является ядро Pu^{242} , то на этом же рисунке для сравнения приведена аналогичная зависимость, полученная в работе [6] при делении Pu^{241} тепловыми нейтронами. Из сопоставления двух графиков видно, что в первом случае коэффициент b значительно меньше, чем во втором. Это обстоятельство подтверждает предположение, сделанное в работе [4].

Наиболее естественной интерпретацией изменения наклона прямой (1), описывающей зависимость E_n от R , является предположение о монотонном уменьшении эффективного расстояния, с которого происходит разлет осколков (или уменьшении вытянутости ядра в момент разрыва шейки), с увеличением R при делении ядер α -частицами с энергией 26,5 Мэв по сравнению с делением тепловыми нейтронами.

В работе [7] наблюдался аналогичный эффект при делении ядер U^{233} α -частицами с энергией 25 Мэв.

Авторы этой работы считают, что уменьшение эффективных расстояний разлета осколков зависит от изменения энергии возбуждения E^* делящихся ядер. Однако отсутствие обсуждаемого эффекта при переходе от спонтанного деления ($E^* = 0$) к делению тепловыми нейтронами ($E^* \approx 6$ Мэв) и затем к фотоделению ($E^* \approx 15$ Мэв) приводит к заключению, что уменьшение коэффициента b нельзя объяснить только изменением энергии возбуждения делящихся ядер. Кроме того, эффект уменьшения b значительно сильнее проявляется при делении под действием α -частиц с энергией 26,5 Мэв, чем при делении нейтронами с энергией 14 Мэв, хотя энергии возбуждения при этом почти одинаковы.

Более обоснованно приписать появление эффекта уменьшения радиусов разлета асимметричных осколков либо влиянию импульса, вносимого частицей в ядро при, возможно, неполном его статистическом распределении между всеми нуклонами делящейся системы, либо влиянию сразу двух факторов: энергии возбуждения ядра и импульса, внесенного в ядро делящимся агентом.

Кроме того, как видно из рисунка, энергия симметричных осколков E_s уменьшается примерно на 10 Мэв по сравнению с максимальной энергией асимметричных осколков E_{as} . Примерно такое же значение разности $E_{as} - E_s \approx \Delta E$ наблюдается при делении ядер нейтронами с энергией 14 Мэв [4] и фотоделении [2, 3]. При делении же тепловыми нейтронами, как показано в работе [8], $\Delta E = 40$ Мэв. Таким образом, эта разность является функцией энергии возбуждения, причём до сих пор остается неясным, при какой именно энергии возбуждения делящегося ядра происходит изменение ΔE от 40 до 10–15 Мэв.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А. П. Комара за внимание к работе Ю. А. Воробьева и группу эксплуатации циклотрона за хорошую работу ускорителя, а также И. Б. Теплова и А. Ф. Тулинова за помощь при выполнении настоящей работы.

Поступило в Редакцию 17/1 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Бочагов. Тезисы докладов на совещании по физике деления атомных ядер (18–24 апреля 1961 г.) М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Б. А. Бочагов, А. П. Комар, Г. Е. Солякин. ЖЭТФ, 38, 1374 (1960).
3. Б. А. Бочагов и др. «Атомная энергия», 11, 540 (1961).
4. I. Wahl. Phys. Rev., 95, 126 (1954).
5. А. И. Протопопов, М. И. Кузнецов, Э. Г. Дерменджиев. ЖЭТФ, 38, 384 (1960).
6. A. Smith, P. Fields, A. Friedman. Phys. Rev., 106, 779 (1957).
7. H. Britt, H. Wegner. Там же, 129, 2239 (1963).
8. I. Milton, I. Fraser. Phys. Rev. Letters, 7, 67 (1961).