Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 1

ФИЗИКА

Ю. С. ИВАНОВ

СЛУЧАЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА УРАНА НА ЧЕТЫРЕ ОСКОЛКА СРАВНИМЫХ МАСС

(*Представлено академиком И. Е. Таммом 11 VI 1955*)

При просмотре наполненных ураном фотопластинок (Ильфорд С-2), облученных в пучке фотонов синхротрона ФИАН (при максимальной энергии спектра 150 Мэв), был обнаружен один случай деления ядра урана на четыре тяжелых осколка. Микрофотография этого случая приведена на рис. 1. Плотность ионизации и ее изменение вдоль пробега а также наличие следов δ-частиц свидетельствуют о том, что здесь мы имеем дело с тяжелыми осколками с довольно большим зарядом. Следы α-частиц в этой же эмульсии имеют плотность ионизации значительно меньшую. Вероятность пересечения следов двух обычных двойных делений, подсчитанная по формуле Пуассона, дает величину $\sim 10^{-14}$. Предположение о том, что этот случай является случаем фотоделения ядра урана на четыре тяжелых осколка, является наиболее вероятным.

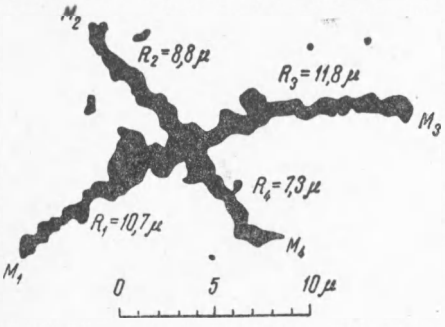


Рис. 1. Микрофотография случая деления ядра урана на четыре тяжелых осколка

Уравнения сохранения импульса и полной массы, примененные к данному случаю, дают:

$$M_1 v_1 = M_3 v_3, \tag{1}$$

$$M_2 v_2 = M_4 v_4, \tag{2}$$

$$M_1 + M_2 + M_3 + M_4 = M. \tag{3}$$

Кроме того, между скоростью, массой и пробегом тяжелого осколка в веществе существует зависимость, т. е.

$$v_i = f(R_i, M_i). \tag{4}$$

Зная массу M и вид функции f, для вычисления масс осколков будем иметь 7 уравнений с 8 неизвестными. Недостающее 8-е уравнение можно получить, зная число δ-частиц, образованных каким-либо осколком на всем пути.

Для пробега осколка существует (1) следующее выражение:

$$\frac{R}{R_\alpha} = 3\,\frac{A_1}{(Z_1^*)^2}\,g_x. \tag{5}$$

Здесь пробег осколка R сравнивается с пробегом α-частицы с такой же начальной скоростью. $Z_1^* \sim Z_1^{1/3} v / v_0$ — эффективный заряд осколка; Z_1 — заряд осколка; $A_1 \sim 2 Z_1$ — массовое число осколка; g_x — фактор, определяющий уменьшение логарифмического множителя в формуле потерь энергии осколком на электронные соударения по сравнению с той же величиной для α-частиц.

Можно показать ([1]), что пробег α-частиц (в интересующем нас интервале пробегов) в эмульсии Ильфорд С-2 хорошо аппроксимируется формулой

$$R = \frac{1}{6\pi N a_0^2} \frac{m_1}{\mu} \frac{1}{Z_1^2} \left(\frac{v}{v_0}\right)^3 \frac{1}{f} \tag{6}$$

при условии, что в выражении $f = BZ_2^{1/3}$ $B \approx 4$.

Подставив в (6) соответствующие численные значения, можно получить зависимость пробега α-частиц в эмульсии (Ильфорд С-2) от энергии в виде:

$$R = 1{,}94 \sqrt{E^3}, \tag{7}$$

где R выражено в микронах; E — в мегаэлектронвольтах. Насколько формула (7) согласуется с действительностью, видно из сравнения кривых на рис. 2, где сплошная кривая построена согласно формуле (7), а пунктирная кривая — экспериментальная.

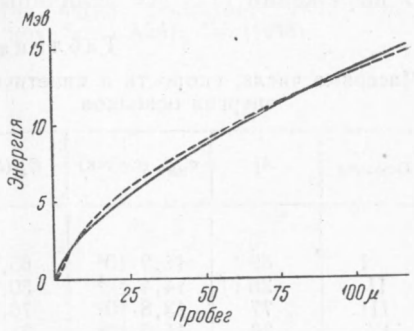


Рис. 2. Кривые пробег — энергия для α-частиц в эмульсии

Для определения зависимости между скоростью, массой и пробегом осколка в эмульсии в формуле (5) подлежит определению фактор g_x. Это определение производилось подстановкой экспериментальных значений ([2]) R, v и A в формулу (5). Оказалось, что среднее значение $\bar{g}_x = 1{,}54$. С учетом этого для осколков следует

$$v = kRA^{-1/3}. \tag{8}$$

Численное значение $k = 5 \cdot 10^{12}$.

Зная число δ-ядер, образованных осколком на всем пути, можно оценить его заряд и массу.

Поперечное сечение образования δ-ядер с величиной энергии T, где $T_{кр} < T < T_m$, дается известной формулой ([1]):

$$\sigma = 2\pi \frac{Z^2 Z'^2 e^4}{mv^2} \left(\frac{1}{T_{кр}} - \frac{1}{T_m}\right)^*, \tag{9}$$

где T_m есть максимально возможная переданная энергия; $T_{кр}$ — минимальная энергия, обладая которой δ-ядро может произвести заметный след в тормозящем веществе.

Число δ-следов на пути dR будет:

$$dn = N\sigma\, dR. \tag{10}$$

---

* Здесь и в дальнейшем приняты следующие обозначения: M и Z — масса и заряд осколка; m и Z' — масса и заряд ядер тормозящего вещества (в нашем случае эти величины являются усредненными); N — число ядер тормозящего вещества в единице объема; n — число следов δ-частиц вдоль пробега R осколка.

Используя формулу (8) и интегрируя (10), получим:

$$n = N\frac{\sqrt[3]{A}}{k}\int_{v_{кр}}^{v}\sigma\,dv. \qquad (11)$$

Произведя замены: $M = AM_0$, $m = A'M_0$ и $Z \sim A/2$, из формул (8), (9), (11)и выражения $T_{кр} = \frac{4Mm}{(M+m)^2}\frac{Mv_{кр}^2}{2}$ можно получить:

$$n = \frac{N\pi Z'^2\varepsilon^4}{4kM_0^2A'^2}\sqrt[3]{A}\,(A+A')^2\left\{\frac{2A^3\,(\sqrt{2M_0A'})^3}{3T_{кр}^{3/2}(A+A')^3} + \right.$$
$$\left. + \frac{A}{3k^3R^3} - \frac{A^{7/2}\,2M_0A'}{T_{кр}\,(A+A')^2\,kR}\right\}. \qquad (12)$$

В выражении (12) все величины, кроме A и $T_{кр}$, известны.

Таблица 1

Массовые числа, скорость и кинетическая энергия осколков

Осколки	A_i	$v_{нач}$ (см/сек)	E_i (Мэв)
I	89	$11{,}9\cdot10^8$	65,6
II	28	$14{,}4\cdot10^8$	30,0
III	77	$13{,}8\cdot10^8$	76,0
IV	36	$11{,}0\cdot10^8$	22,6

Для вычисления значений $T_{кр}$ мы задались минимальным пробегом δ-ядра, уверенно доступным наблюдению. В нашей задаче за эту величину можно было принять 1,32 μ (цена двух делений шкалки при увеличении микроскопа $100\times\times20\times1{,}5 = 3000$). Так как эмульсия представляет собой собрание различных ядер, то ядру каждого сорта при принятом минимальном пробеге будет соответствовать своя величина энергии $T_{кр}$, полученной от первичной частицы (осколка). Значения $T_{кр}$ для различных ядер эмульсии вычислялись по формуле ([1]):

$$R = \frac{2}{8\pi N}\frac{m_1m_2}{Z_1^2Z_2^2\varepsilon^4}v^4\frac{1}{\overline{L}_v}. \qquad (13)$$

Эта формула справедлива для $v \sim v_0$, что и имеет место в нашем случае. Ядра атомов водорода, присутствующего в эмульсии, из рассмотрения исключались, так как наблюдаемые в нашем случае δ-следы обязаны своим происхождением многократно заряженным ядрам.

С учетом сложности состава эмульсии для n было получено:

$$n = 4{,}15\cdot10^{-5}\frac{A^{10/3}}{A+29{,}8} - 8\cdot10^{-10}\frac{A^{8/3}}{R}. \qquad (14)$$

Решая графически это выражение применительно к осколку I (см. рис. 1), где $n = 1$ и $R = 10{,}7\cdot10^{-4}$ см, мы нашли $A_1 = 89$. Используя найденное значение $A_1 = 89$, можно решить систему уравнений (1) — (4). Результаты решения приведены в табл. 1. Суммарная кинетическая энергия осколков оказалась равной 194,2 Мэв.

То обстоятельство, что 3-й осколок (рис. 1) на своем пробеге также создал одну δ-частицу, может быть использовано для независимого контроля правильности полученных результатов. Пользуясь табл. 1 и принимая для A_3 найденное из предыдущего анализа значение массы $A_3 = 77$, легко установить, что вероятность создания таким ядром δ-частицы с энергией $T \geqslant T_{кр}$ равна $\sim 0{,}7$, т. е. величине, действительно близкой к наблюдаемой.

Таким образом, описанный случай, повидимому, может считаться

экспериментальным доказательством возможности фотоделения ядра урана на четыре тяжелых осколка.

Вероятность того, что этот случай обязан своим происхождением фотонейтрону, пренебрежимо мало, так как количество быстрых нейтронов, сопровождающих пучок фотонов, ничтожно (это количество определяется сечением реакции (γ, n), имеющим величину $\sim 10^{-26}$ см^2). Кроме того, специальным опытом установлено, что действие медленных нейтронов также можно не учитывать.

Пользуюсь случаем принести сердечную благодарность В. И. Векслеру за ценные замечания и интерес к работе.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
3 VI 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещество, ИЛ, 1950.
[2] L. L. Green, D. L. Livesey. Phil. Trasn. Roy. Soc., A241, 323 (1948).