

наружу, и от соотношения телесных углов. Телесный угол стенки камеры, найденный помещением около неё образца, оказался равным около 35%. Авторы вводили поправку на поглощение медленных нейтронов водородом газонаполнителя (в качестве наполнителя применялся пропан при давлении в *атм*). В результате измерений средний процент нейтронов, запаздывающих на время, превышающее $8 \cdot 10^{-9}$ сек., получился равным $3,6 \pm 2,8\%$. Учитывая, что сюда входят нейтроны, запаздывающие на большее время (0,8%), авторы приходят к выводу о том, что с точностью до 3% нейтроны, вылетающие позже чем через $6 \cdot 10^{-9}$ сек после деления ядра, отсутствуют.

Б. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Wilson, Phys. Rev. 72, 189 (1947).
2. T. M. Snyder and R. W. Williams, Phys. Rev. 81, 171 (1951).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДЕР

За последнее время опубликован ряд работ¹⁻⁹, посвящённых экспериментальной проверке статистической теории ядер. Как известно, статистическое рассмотрение ядерных свойств предполагает, что при взаимодействии ядра с налетающей частицей образуется промежуточное ядро, последующий распад которого не зависит от способа его образования¹⁰. При этом эффективное сечение $\sigma(ab)$ реакции $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ может быть представлено в виде

$$\sigma(ab) = \sigma_a(\epsilon) \eta_b(\epsilon), \quad (1)$$

где $\sigma_a(\epsilon)$ — поперечное сечение для поглощения ядром A частицы a , имеющей кинетическую энергию ϵ с образованием составного ядра C^* , а $\eta_b(\epsilon)$ — вероятность распада ядра C^* в конечное состояние $B + b$. Прямая проверка этого важного положения теории осуществлена в работе¹, выполненной на двух ускорителях: 60-дюймовом циклотроне, создающем пучок α -частиц с энергией $E = 40$ Мэв, и линейном ускорителе, в котором получают протоны с $\epsilon = 32$ Мэв. Авторами исследовались реакции: $Ni^{60}(\alpha, n)Zn^{63}$, $Ni^{60}(\alpha, pn)Cu^{62}$, $Ni^{60}(\alpha, 2n)Zn^{63}$ и $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$, $Cu^{63}(p, 2n)Zn^{62}$, $Cu^{63}(p, pn)Cu^{62}$, в которых образуется промежуточное ядро Zn^{64} . В случае облучения α -частицами был взят никель, обогащённый изотопом Ni^{60} , а при облучении протонами — чистая медь в виде обычной смеси изотопов. Кривые возбуждения были получены по методу «пачки фольг», β -активность от которых измерялась при помощи тонкостенного счётчика. Максимумы кривых зависимости эффективного сечения от энергии протонов и α -частиц (рис. 1) смещены друг относительно друга на 7 ± 1 Мэв, что объясняется разностью масс $Cu^{63} + H^1$ и $Ni^{60} + He^4$, равной по масс-спектрографическим измерениям $5,74 \pm 0,5$ Мэв. Отношения $\sigma(\alpha n) : \sigma(\alpha, pn) : \sigma(\alpha, 2n)$ равны в пределах ошибок $\sigma(p, n) : \sigma(p, pn) : \sigma(p, 2n)$, что доказывает правильность (1). В работе сравниваются также экспериментальные эффективные сечения поглощения p и

чениям r_0 и ядерной температуре T (рис. 3). Зависимость T от атомного веса A элемента при возбуждении ядер протонами с $\epsilon = 16 \text{ Мэв}$ получена при изучении энергетического спектра нейтронов, вылетающих из различных мишеней в циклотроне (исследовались Be, Al, Fe, Rh и Tl)⁹. Энергия нейтронов находилась по трекам протонов отдачи в фотоядерных



Рис. 3. Поперечное сечение (σ, ρ) реакции в функции Z . Сплошные линии — теоретические кривые — A: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и T из работы V. Weisskopf, Lecture Series in Nuclear Physics (U. S. Govt Printing Office, Washington D. C., 1947); B: $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$; C: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $T' = 0,75 \text{ T}$; D: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $T'' = 1,25 \text{ T}$; E: $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, T из работы V. Weisskopf and J. M. Blatt (не опубликовано) по данным работы¹⁰.

эмульсиях. На рис. 4 представлена зависимость коэффициента $\alpha = \frac{4(\epsilon_{\text{макс}} - \epsilon)}{T^2} [(\epsilon_{\text{макс}} - \epsilon) - \text{энергия возбуждения ядра}]$ от A в сравнении с теоретической кривой Вайскопфа.

Зная спектр вылетающих из промежуточного ядра частиц, можно найти плотность уровней остаточного ядра ω_R из соотношения¹²:

$$\omega_R (\epsilon_{\text{макс}} - \epsilon) = C \frac{n}{\epsilon}, \quad (2)$$

где n — число нейтронов на интервал энергии. Во всех случаях ω_R можно представить как

$$\omega_R = Ce^{\frac{\epsilon}{T}}, \quad (3)$$

но значения T получаются меньшими, чем в статистической теории. Подобный же закон нарастания ω_R ($\epsilon_{\text{макс}} - \epsilon$) получен в ряде работ. В от-

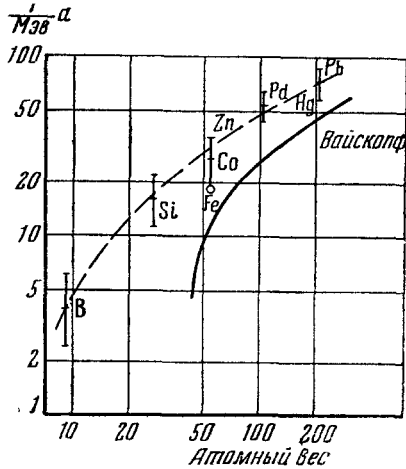


Рис. 4. $a = 4E/T^2$ в функции атомного веса.

дельных случаях, как, например, при исследовании неупругого рассеяния протонов в Al^{27} при $E_p = 30$ Мэв, наблюдается количество быстрых частиц⁴, сильно превышающее статистическое. Предполагается, что это явление (как и при фоторасщеплении Ag и Rh*) связано с прямым, т. е. без образования промежуточного ядра, взаимодействием падающей частицы с нуклоном ядра.

Б. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. N. Ghoshal, Phys. Rev. **80**, 939 (1950).
2. B. L. Cohen, Phys. Rev. **81**, 184 (1951).
3. P. C. Gugelot, Phys. Rev. **81**, 51 (1951).
4. Levintal, Martinelli and Silverman, Phys. Rev. **78**, 199 (1950).
5. R. A. Peck, Phys. Rev. **76**, 1279 (1949).
6. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **23**, 239 (1950).
7. Pollard, Sailor and Wily, Phys. Rev. **75**, 727 (1949).
8. K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. **A63**, 259 (1950).
9. I. G. Grosskreut, Phys. Rev. **76**, 482 (1949).
10. V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
11. K. Strauch, Phys. Rev. **81**, 973 (1937).
12. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 995 (1937).

*) См. УФН **44**, в. 2, 437 (1951).