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 8.10⁻⁹ сек., получился равным 3,6±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 8.10⁻⁹ 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 работ ¹⁻⁹, 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 образования ¹⁰. При этом эффективное сечение $\sigma(ab)$ реакции $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ может быть представлено в виде

$$\sigma(ab) = \sigma_a(\varepsilon) \eta_b(\varepsilon), \qquad (1)$$

где $\sigma_a(z)$ — поперечное сечение для поглощения ядром A частицы a, имеющей кинетическую энергию ε с образованием составного ядра C^{*}, а $\eta_b(z)$ — 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 а-частиц с энергией E = 40 Мэв, и линейном ускорителе, в котором получаются протоны с $\varepsilon = 32$ Мэв. Автором исследовались реакции: Ni⁶⁰ (a, n) Zn⁶³, Ni⁶⁰ (a, pn) Cu⁶³, Ni⁶⁰ (a, 2n) Zn⁶³ н | Cu⁶³ (p, n) Zn⁶³, Cu⁶⁵ (p, 2n) Zn⁶³, Cu⁶³ (p, pn) Cu⁶², в которых образуется промежуточное ядро Zn⁶⁴. В случае облучения а-частицами был взят никель, обогащённый изотопом Ni⁶⁰, 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 а-частиц (рис. 1) смещены друг относительно друга на 7 ± 1 Мэв, что объясняется разностью масс Cu⁶³ + H¹ и Ni⁶⁰ + + He⁴, равной по масс-спектрографическим измерениям 5,74 ± 0,5 Мэв. Отношения σ (an) : σ (a, pn): σ (a, 2n) равны в пределах ошибок с (p, n) : : σ (p, pn) : σ (p, 2n), что доказывает правильность (1). В работе сравниваются также экспериментальные эффективные сечения поглощения р и а-частиц (найденные суммированием с всех наблюдаемых реакций) с теоретическими сечениями, рассчитанными Вайскопфом на основании статистической модели (рис. 2). Перегиб в экспериментальной кривой, повидидимому, соответствует ненаблюдённой реакции упругого (рр) рассеяния.

Как видно из рис. 1, $\sigma(\alpha, pn)$ и $\sigma(p, pn)$ примерно в 4 раза больше. чем $\sigma(\tau, 2n)$ и $\sigma(\alpha, pn)$. Автор объясняет этот факт меньшей (на 3 *Мэв*) эгергией связи протона в ядре, а также тем обстоятельством, что в первом случае образуется нечётно-нечётное остаточное ядро (у изотопа Cu⁸³



Рис. 1. Экспериментальные поперечные сечения для (pn), (p, 2n), (p, pn) реакций на Си⁶³ и для (α , n), (τ , 2 n) и (α , pn) реакций на Ni⁶³ в функции энергии протонов и α -частиц соответственно.

Рис. 2. Сравнение суммы поперечных сечений реакций (р, п), (р, 2 п) и (р, рп) на Си⁶⁸ в функции энергии протонов с теоретически рассчитанными сечениями поглощения протона ядром Си⁶³.

N и Z--- нечётные числа), плотность уровней которого должна быть большей, чем у чётно-чётного ядра Zn⁶² ¹⁰. Последнее подтверждается в работе с 320 *Мэв* ү-лучами ¹¹ и в работе³ по исследованию реакций (n, 2 n) и (np). Здесь источником нейтронов с энергией 4—17 *Мэв* служила толстая бериллиевая мишень, облучаемая 15 *Мэв* дейтеронами. В результате измерения активности остаточных ядер получены σ (n, p) для 25 элемен-

тов от О¹⁶ до La¹³⁹ и σ (n, 2 n) для 19 элементов. $\sigma_{\text{нечёт.-нечётн.}}$ оказалось равным 3 \pm 1, в согласии с предыдущей работой 1 и теоретическими расчётами.

Автором найдена зависимость с (пр) в функции Z, общий ход которой совпадает с теоретическими кривыми, рассчитанными по различным зна-

чениям r_0 и ядерной температуре T (рис. 3). Зависимость T от атомного веса A элемента при возбуждении ядер протонами с $\varepsilon = 16 M 38$ получена при изучении энергетического спектра нейтронов, вылетающих из различных мишеней в циклотроне (исследовались Be, Al, Fe, Rh и Tl)³. Энергия нейтронов находилась по трекам протонов отдачи в фотоядерных.



- Наблюдаемое (чётн. нечётн. или нечён устн.
- Исправленное с учётом порога
- Менее чем

Рис. 3. Поперечное сечение (n, p) реакции в функции Z. линии — теоретические кривые — A: r₀ = Сплошные 1,3.10⁻¹³ сми T из работы V. Weisskopf, Lecture Series in Nuclar Physics (U. S. Govt Printing Office, Washington D. C., 1947); B: $r_0 = 1, 5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$; C: $r_0 = 1, 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, T' = 0, 75 T; \tilde{D} : $r_0 = 1, 3 \cdot 10^{-13}$ см, T'' = 1, 25 T; $E: r_0 = 1, 3 \cdot 10^{-13}$ см, T из работы V. Weisskopf and J. М. Blatt (не опубликовано) по данным работы ¹⁰.

эмульсиях. На рис. 4 представлена зависимость коэффициента а == 4 (ε_{макс} — ε) [(є_{макс} — є) — энергия возбуждения ядра] от А в сравне--**T**² нии с теоретической кривой Вайскопфа.

Зная спектр вылетающих из промежуточного ядра частиц, можно найти плотность уровней остаточного ядра ог из соотношения 12:

$$\omega_R \left(\varepsilon_{\text{Makc}} - \varepsilon \right) = C \, \frac{n}{\varepsilon} \,, \tag{2}$$

где п — число нейтронов на интервал энергии. Во всех случаях we можно представить как

$$\omega_R = C e^{\frac{\pi}{T}}, \qquad (3)$$

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



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

дельных случаях, как, например, при исследовании неупругого рас-сеяния протонов в $A1^{27}$ 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 нуклеоном ядра.

Б. Р.

ШИТИРОВАННАЯ 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).
- H. Wäffler, Helv. Phys. Acta 23, 239 (1950).
 Pollard, Sailor and Wyly, Phys. Rev. 75, 727 (1949).
 K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. A63, 259 (1950).
 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).