

*Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 537-541*

*5 декабря 1969 г.*

### **О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ $^3\text{H}$ $\Lambda$**

*А.Е.Кудряцес*

До недавнего времени существовало значительное расхождение между теорией и экспериментом в вопросе о том, сколько времени живет

гипертритий. Экспериментальное значение времени жизни  ${}^3\text{H}_\Lambda$  было определено Блоком [1] и составляло  $\tau_{{}^3\text{H}_\Lambda} = (0,95_{-0,15}^{+0,19}) \cdot 10^{-10}$  сек. В то же время расчет Далитца и Ройета [2] давал значения этой величины ( $2,28 \cdot 10^{-10}$  сек  $\leq \tau_{{}^3\text{H}_\Lambda} \leq 2,44 \cdot 10^{-10}$  сек), что значительно ближе к значению времени жизни свободного  $\Lambda$ -гиперона ( $\tau_\Lambda = (2,51 \pm 0,03) \cdot 10^{-10}$  сек [3]). Последние эксперименты дали результаты  $\tau_{{}^3\text{H}_\Lambda} = (2,32_{-0,34}^{+0,45}) \cdot 10^{-10}$  сек [4];  $\tau_{{}^3\text{H}_\Lambda} = (2,85_{-1,05}^{+1,27}) \cdot 10^{-10}$  сек [5], которые близки к величине  $\tau_\Lambda$  и теоретической оценке работы [2].

При получении результата работы [2] были сделаны некоторые приближения, точность которых трудно оценить. Это относится, во-первых, к выносу  $\delta$ -функции из-под знака суммирования по конечным состояниям системы, что приводит к учету лишних состояний (не отвечающих законам сохранения). Во-вторых, в [2] была использована модельная волновая функция  ${}^3\text{H}_\Lambda$ , не имеющая правильной асимптотики на больших расстояниях между  $\Lambda$  и дейтоном [6] (т. е.  $e^{-\alpha r_{\Lambda d}}/r_{\Lambda d}$ , где  $\alpha^2 = 2m_{\Lambda d} \epsilon_{\Lambda d}$ ; везде  $m_{if}$  – приведенная масса  $i$  и  $f$ ;  $\epsilon_{\Lambda d} = (0,20 \pm 0,12)$  мев [7]). Цель настоящей работы – получить для времени жизни  ${}^3\text{H}_\Lambda$  оценку, свободную от этих предположений.

${}^3\text{H}_\Lambda$  имеет три различных канала распада с испусканием отрицательного пиона [8]:  ${}^3\text{H}_\Lambda \rightarrow \pi^- {}^3\text{He}$ ;  ${}^3\text{H}_\Lambda \rightarrow \pi^- p d$ ;  ${}^3\text{H}_\Lambda \rightarrow \pi^- p p n$ . Экспериментально была измерена величина  $R_3 = W_{\text{II}} / (W_{\text{II}} + W_{\text{III}} + W_{\text{IV}}) = (0,38 \pm 0,09)$  [4], где  $W_n$  – вероятность  $n$ -частичного распада. Кроме того известно,

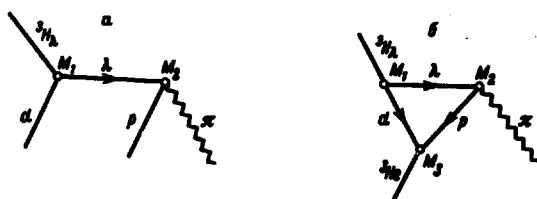


Рис. 1. Диаграммы, дающие основной вклад в 2-х и 3-х частичные распады  ${}^3\text{H}_\Lambda$ ;  $d$  – дейтон,  $\Lambda$  – лямбда-гиперон,  $\pi$  –  $\pi^-$ -мезон,  $p$  – протон

что  $W_{\text{IV}}$  мала и составляет 10% от  $W_{\text{III}}$  [8]. Так как энергия связи  $\epsilon_{\Lambda d}$  мала, ясно, что основной вклад в амплитуду 3-х частичного распада вносит полюсная диаграмма (рис. 1, а). Диаграмма, дающая основной вклад в 2-х частичный распад, изображена на рис. 1, б (о нерелятивистской диаграммной технике см. [9]). При расчете диаграмм амплитуда  $M_2$  считалась константой, значение которой определялось из вероятности

$$\text{распада свободного } \Lambda\text{-гиперона: } M_2^2 = \frac{\pi}{r_\Lambda} \frac{1}{m_{p\pi} \sqrt{2 m_{p\pi} \Delta}} ;$$

$\Delta = m_\Lambda - m_p - m_\pi$ . Амплитуда  $M_1$  считалась функцией переданного в вершине импульса  $p_{\Lambda d}$  и имела вид

$$M_1^2 = \frac{2\pi}{m^2_{\Lambda d}} \left( \frac{\beta^2 - a^2}{\beta^2 + p^2_{\Lambda d}} \right)^2 \sqrt{2 m_{\Lambda d} \epsilon_{\Lambda d}},$$

что соответствует волновой функции относительного движения  $\Lambda$  и  $d$  в форме Хюльтена [10]. Амплитуда  $M_3$  бралась в виде  $M_3 = G_3 \left( \frac{\delta^2 - \kappa^2}{\delta^2 + p^2_{pd}} \right)$

где вычет  $G_3$  функции  $M_3$  в полюсе  $i\kappa$  был определен из изучения реакций однонуклонной передачи на  ${}^3\text{He}$  в работе [11] и составляет  $G_E^2 = (0,96 \pm 0,13)$  фм; ( $\kappa^2 = 2m_{pd}\epsilon_{pd}$ ;  $\epsilon_{pd} = m_d + m_p - m_{{}^3\text{He}}$ ). Вычисления дают следующие выражения для  $W_{II}(\beta, \delta)$  и  $W_{III}(\beta)$ :

$$W_{III}(\beta) = \frac{1}{r_\Lambda} \left\{ 1 - 3c^2 + \frac{4c^2(1-c^2)}{d^2 - c^2} + \frac{c}{d}(1-3d^2) - 4cd \frac{1-d^2}{d^2 - c^2} \right\} \quad (1)$$

$$W_{II}(\beta, \delta) = \frac{4,97}{r_\Lambda} \left[ \arctg \frac{A}{a+\kappa} + \arctg \frac{A}{\beta+\delta} - \arctg \frac{A}{a+\delta} - \arctg \frac{A}{\kappa+\beta} \right]^2, \quad (2)$$

$$\text{где } c^2 = \frac{m_{\Lambda d} \epsilon_{\Lambda d}}{m_+ d \Delta}; \quad m_+ = m_p + m_\pi; \quad d^2 = \frac{\beta^2}{2m_+ d (\Delta - \epsilon_{\Lambda d}) + \beta^2};$$

$$A = \frac{m_d}{m_d + m_p} p_\pi; \quad p_\pi^2 = 2m_{{}^3\text{He}\pi} (\Delta + \epsilon_{pd} - \epsilon_{\Lambda d}).$$

Взяв  $W_{III}(\beta)$  (1), и воспользовавшись значениями  $R_3$  и  $W_{IV}: W_{III}$  (см. выше), мы получим  $W_{II}$  как функцию только от  $\beta$

$$W_{II}(\beta) = 1,10 \frac{R_3}{1 - R_3} W_{III}(\beta) = 0,674 W_{III}(\beta). \quad (3)$$

Соответствующий (3) график  $W_{II}(\beta)$  проведен на рис. 2 сплошной линией. Точка  $\beta = \infty$  на этой кривой соответствует максимальной скорости распада  ${}^3H_{\Lambda}$ . Пунктирными кривыми на рисунке 2 соответствуют функции  $W_{II}(\beta, \delta)$  (2) при различных фиксированных  $\delta$ . Верхней

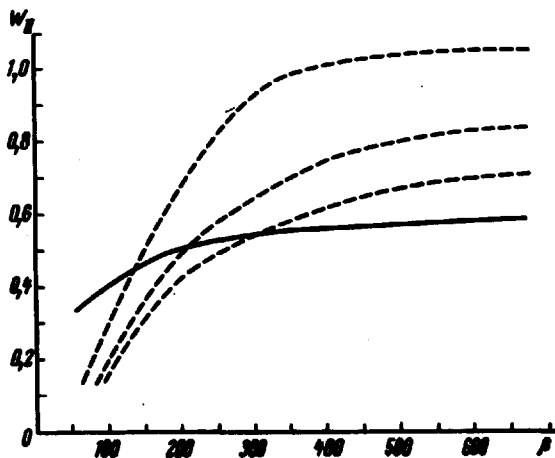


Рис. 2. Графики зависимости  $W_{II}$  от  $\beta$ . По оси абсцисс — параметр  $\beta$  в миллиэлектронвольтах, по оси ординат —  $W_{II}$  в единицах  $\Gamma_{\Lambda} = \tau_{\Lambda}^{-1}$

пунктирной кривой соответствует  $\delta = \infty$ . Точка пересечения  $W_{II}(\beta, \infty)$  и сплошной кривой определяет минимальное значение вероятности распада  ${}^3H_{\Lambda}$ . В таблице представлены окончательные результаты (для вычислений брались следующие значения экспериментальных величин:  $R_3 = 0,38$ ;  $G_3^2 = 0,06 \text{ фм}$ ;  $\epsilon_{\Lambda d} = 0,20 \text{ Мэв}$ ;  $W_{IV} : W_{III} = 0,10$ ). Хотелось отметить необходимость улучшения статистики для  $R_3$  и  $W_{IV} : W_{III}$ .

цит. литер.	Эксперимент				Теория	
	[1]	[12]	[4]	[5]	[2]	наст. работа
$\Gamma_{{}^3H_{\Lambda}}^{min}$	2,2	2,09	0,96	0,69	1,03	1,17
$\Gamma_{{}^3H_{\Lambda}}^{max}$	3,14	6,28	1,27	1,40	1,10	1,52

Все ширины отложены в единицах  $\Gamma_{\Lambda} = \tau_{\Lambda}^{-1}$ .

Благодарю И.С. Шапиро за предложенную тему и полезные обсуждения, Л.А.Кондратюка, В.А.Попова, В.А.Хангуляна и В.М.Колыбасова за полезные советы и обсуждения.

Поступила в редакцию  
17 октября 1969г.

## Литература

- [1] M.M.Block et al. Proc. Sienna Inter Conf. on Elementary Particles, vol 1 (Bologna, 1963) p. 62.
  - [2] M.Rayet, R.H.Dalitz. Nuovo Cim., A46, 786, 1966.
  - [3] A.N.Rosenfeld et al. Revs. Mod. Phys., 41, 109, 1969.
  - [4] G.Keyes et al. Phys. Rev. Lett., 20, 819, 1968.
  - [5] R.E.Phyllips, J.Schneps. Phys. Rev., 180, 1307, 1969.
  - [6] M.Leon. Phys. Rev., 113, 1604, 1959.
  - [7] W.Galewski et al. Nucl. Phys., B1, 105, 1967.
  - [8] R.E.Phyllips, J.Schneps. Phys. Rev. Lett., 20, 1383, 1968.
  - [9] И.С.Шапиро. УФН. 92, 549, 1967.
  - [10] L.Hulthen, M.Sugawara, Handbuch der Phys., Bd39, 1957.  
(рус. пер. в сб. Строение атомного ядра. М., ИИЛ, 1959).
  - [11] И.Борбей, Э.И.Долинский. ЗФ, 10, 299, 1969.
  - [12] L.Fortney. Proc. Inter Conf. of Hyperfragments. CERN, Geneva, 1964, p.85.
-