

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-194

P3-95-194

В.К.Игнатович

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ПО ВРЕМЕНИ
ЖИЗНИ НЕЙТРОНА, ИЗВЛЕЧЕННЫЙ
ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ХРАНЕНИЮ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ (УХН)

Направлено в «Письма в ЖЭТФ»

1995

В литературе неоднократно декларируется необходимость измерения времени жизни нейтрона τ_{β} относительно β -распада с высокой степенью точности (см., например, [2]). Поэтому предпринимаются все новые усилия в этом направлении, чтобы уменьшить имеющуюся в настоящее время погрешность в величине τ_{β} до уровня порядка 0,1%.

Чтобы продемонстрировать насколько трудными являются эксперименты с УХН, которые, тем не менее, дают наибольшую точность в определении τ_{β} , достаточно указать на результаты, полученные тремя конкурирующими группами.

В работе [3] (рис. 1а) была получена величина

$$\tau_{\beta} = 887,6 \pm 3 \text{ с.} \quad (1)$$

Неопределенность связана в основном с систематической погрешностью, обусловленной необходимостью вводить гравитационную поправку. Эта погрешность зависит от спектра [4] и может быть уменьшена либо путем выбора пухной части спектра удерживаемых нейтронов, либо изменением постановки эксперимента [5].

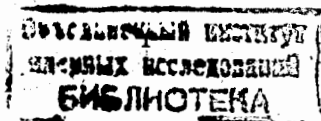
В работе [6] (рис. 1б), в которой наряду с измерением времени хранения измерялся также спектр удерживаемых нейтронов и изменение спектра в процессе хранения, был получен результат

$$\tau_{\beta} = 888,4 \pm 2,9 \text{ с.} \quad (2)$$

Этот результат был уточнен в подробной работе [7] и составляет теперь

$$\tau_{\beta} = 888,4 \pm 3,3 \text{ с,} \quad (3)$$

причем показывается, что систематическая погрешность составляет величину порядка 1 с и основная неопределенность приходится на статистическую погрешность.



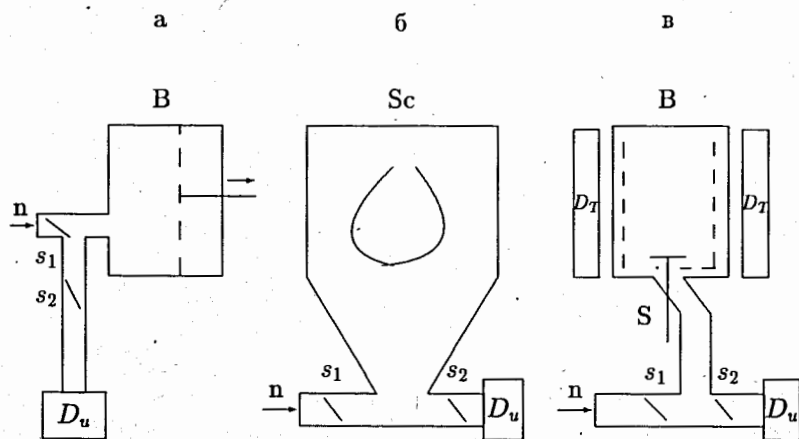


Рис. 1. Схемы трех основных экспериментов для определения времени жизни нейтрона с помощью хранения УХН. Нейтроны n при закрытой заслонке s_2 поступают в установку через открытую заслонку s_1 , после чего заслонка s_1 закрывается и нейтроны хранятся заданное время в сосуде В (в случае схемы (б) нейтроны заполняют вакуумный кожух, а хранятся в ковше Sc). В случае (а) в сосуде может меняться объем путем перемещения стенки, указанной пунктиром. В случае (в) в сосуд может быть введена показанная пунктиром дополнительная поверхность. Через заданное время открывается заслонка s_2 и нейтроны, хранившиеся в сосуде, выпускаются на детектор УХН D_u . В случае (в) вокруг сосуда для хранения устанавливаются счетчики, регистрирующие количество УХН, нагревающихся во время хранения до тепловых энергий при соударении со стенками. S — дополнительная тарелочная заслонка, запирающая нейтроны в сосуде для хранения

Наконец в работе [1] (рис. 1в) получен результат

$$\tau_\beta = 882,56 \pm 2,7 \text{ с.} \quad (4)$$

Заметим, что погрешности всех результатов фактически различаются всего лишь во втором знаке.

Официально принятая величина [8], усредненная по всем экспериментам, включая и УХН, составляет:

$$\tau_\beta = 889,1 \pm 2,1 \text{ с.} \quad (5)$$

В настоящей работе на основании дедуктивного [9] анализа данных, приведенных в [1], получен результат, отличающийся от приведенного в [1]. Новый результат гораздо лучше согласуется с (5) и полностью совпадает с результатом (1). При этом погрешность измерений оказывается можно еще понизить на 0,4 с. Таким образом, результаты измерений в [1] позволяют привести еще одну цифру:

$$\tau_\beta = 887,6 \pm 2,3 \text{ с.} \quad (6)$$

Правда, при этом возникает ряд вопросов, ответ на которые пока найти не удастся. Например, почему 5 из 20 серий измерений (или 25%) при анализе результатов были отброшены.

Анализ основан на изучении сводной таблицы поправок, приведенных в [1]. Но прежде чем анализировать эту таблицу, напомним вкратце как проводился эксперимент и как извлекалась из него величина τ_β .

В эксперименте измерялись два времени хранения: τ_1 без дополнительных стенок и τ_2 с дополнительными стенками (пунктир на рис. 1в):

$$\frac{1}{\tau_i} = -\frac{1}{t_i} \ln \frac{N_i(t_i)}{N_i(0)}, \quad (7)$$

где индекс $i = 1; 2$ характеризует тип эксперимента (без дополнительных стенок и с ними соответственно), $N(0)$ — число накапливаемых нейтронов, $N(t_i)$ — число нейтронов, оставшихся в сосуде после выдержки УХН в нем в течение времени t_i .

Чтобы получить τ_β необходимо из τ_i исключить τ_a и τ_{in} , характеризующие поглощение и неупругое рассеяние в стенках соответственно. Они связаны с τ_i соотношениями

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_\beta} + \frac{1}{\tau_{i,a}} + \frac{1}{\tau_{i,in}}. \quad (8)$$

Времена τ_{in} и τ_a , которые пропорциональны площади внутренней поверхности стенок сосуда, исключаются следующим образом.

Во время хранения нейтронов в ловушке детекторами тепловых нейтронов, установленными снаружи (D_T на рис. 1в), регистрируются тепловые нейтроны, возникающие в результате нагревания УХН на стенках. Полное число этих нейтронов $N_{i,in}$, зарегистрированное за время хранения t_i , полагается равным:

$$N_{i,in} = \epsilon_{in} \frac{\tau_i}{\tau_{i,in}} [N_i(0) - N_i(t_i)], \quad (9)$$

где ϵ_{in} — эффективность детекторов тепловых нейтронов.

Отношение $r = N_{1,in}/N_{2,in}$ позволяет определить величину

$$\xi = \tau_{2,in}/\tau_{1,in}$$

с помощью выражения

$$r = \xi \frac{\tau_1 N_1(0) - N_1(t_1)}{\tau_2 N_2(0) - N_2(t_2)}. \quad (10)$$

Здесь, кроме ξ , все величины измеряемы. Зная ξ , мы легко получаем

$$\frac{1}{\tau_{\beta}} = \frac{1}{1-\xi} \left(\frac{1}{\tau_1} - \xi \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (11)$$

Для большей надежности эксперименты проводились при трех температурах: +20, -12 и -55 °С. Количество нагретых нейтронов, зарегистрированных детекторами D_T должно уменьшаться с понижением температуры, но отношение ξ должно оставаться неизменным.

Перейдем теперь к исследованию некоторых поправок, приведенных в табл. 1, представляющей фрагмент из таблицы поправок работы [1].

Таблица 1

N	+20	-12	-55	среднее
0	880,16±6,89	881,27±1,67	891,99±3,98	882,08±1,50
1	0,00±0,02	-0,16±0,02	-8,78±0,88	-0,73±0,36
...
S	+2,32±4,48	+1,32±2,30	-9,55±1,73	+0,48±2,24
R	882,48±8,22	882,59±2,84	882,84±4,34	882,56±2,70

В этой таблице строка с номером 0 содержит величину τ_{β} , извлекаемую из эксперимента с помощью выражения (11) без учета поправок, а строка 1 — поправку на вытекание из щели заслонки S (рис. 1в) во время хранения УХН. Знак этой поправки ни при каких условиях не может быть отрицательным.

Действительно, если кроме потерь в стенках при хранении УХН имеет место вытекание через щель заслонки S, то время, извлекаемое с помощью (11) и указанное в нулевой строке табл. 1, представляет собой не τ_{β} , а величину τ'_{β} , которая содержит в себе время вытекания через щель τ_s :

$$\frac{1}{\tau'_{\beta}} = \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_s}. \quad (12)$$

Отсюда

$$\frac{1}{\tau_{\beta}} = \frac{1}{\tau'_{\beta}} - \frac{1}{\tau_s} < \frac{1}{\tau'_{\beta}}, \quad (13)$$

а значит $\tau_{\beta} > \tau'_{\beta}$. Таким образом, любая поправка на вытекание через щель, а в эксперименте [1] она измерялась по счету детектора УХН D_u , должна быть положительной, а не отрицательной. Заметим, что подобную поправку на вытекание через щель уже приходилось учитывать ранее. Например, в известных экспериментах [10] по изучению аномалии УХН. И там она была положительной.

В двух последних строках фрагмента таблицы приведены суммарная поправка в строке S и окончательный результат при данной температуре в строке R. Если изменить знак поправки на вытекание в строке 1 табл. 1, то фрагмент должен выглядеть так, как показано в табл. 2. Из которой и вытекает декларированный выше результат: $\tau_{\beta} = 887,6 \pm 2,3$ с.

Таблица 2

N	+20	-12	-55	среднее
0	880,16±6,89	881,27±1,67	891,99±3,98	882,08±1,50
1	0,00±0,02	+0,16±0,02	+8,78±0,88	+0,73±0,36
...
S	+2,32±4,48	+1,64±2,30	+8,01±1,73	+0,48±2,24
R	882,48±8,22	882,91±2,84	900,00±4,34	887,6±2,28

Нужно отметить удивительно счастливые стечение обстоятельств, что окончательная цифра совпадает с той, которая приведена в (1).

Заметим, что изменение сдвига не меняет погрешность, поэтому все погрешности в табл. 2 оставлены такими же, как они и были в табл. 1, за исключением окончательной величины, указанной в правом нижнем углу табл. 2. Это связано с иным, чем в [1], способом вычисления окончательной погрешности. Она получается усреднением по всем данным в последней строке табл. 2, а не как среднеквадратичная сумма погрешностей средней величины (правый верхний угол табл. 1) и средней погрешности (предпоследняя строка в последней колонке).

Иными словами, если обозначить $\sigma_{N,i}$ погрешность на пересечении строки с номером N и столбца с номером $i + 1$, то приведенная в табл. 2 окончательная погрешность $\sigma_{R,4} = 2,28$ вычисляется по формуле

$$\sigma_{R,4} = 1 / \sqrt{\sum_{i=1}^3 1/\sigma_{R,i}}, \quad (14)$$

тогда как погрешность $\sigma_{R,4} = 2,70$, приведенная в табл. 1, получается при вычислении по формуле

$$\sigma_{R,4} = \sqrt{\sigma_{0,4}^2 + \sigma_{3,4}^2}. \quad (15)$$

На наш взгляд вычислять погрешность нужно по формуле (14).

К сожалению, результаты работы [1] не были опубликованы в подробном виде, чтобы можно было судить как вычислялись или оценивались те или иные поправки. Очень важной представляется поправка на изменение эффективности детекторов D_T с изменением температуры.

Согласно работе [1] эта поправка составляет -0,32 секунды. Этот результат, однако, противоречит разбросу величины τ_β (последняя строка в табл. 2), который составляет почти 20 секунд и может означать систематическую погрешность.

Одним из источников систематической погрешности может быть предположение об одинаковой эффективности ϵ_{in} в формуле (9) для хранения с дополнительной поверхностью и без нее. Если эффективность регистрации нагретых нейтронов меняется с введением дополнительной поверхности, то в соотношениях (9) вместо ϵ_{in} следует писать $\epsilon_{i,in}$:

$$N_{i,in} = \epsilon_{i,in} \frac{\tau_i}{\tau_{i,in}} [N_i(0) - N_i(t_i)], \quad (16)$$

где $\epsilon_{i,in}$ — эффективность регистрации нагретых нейтронов без дополнительной поверхности ($i = 1$) и с нею ($i = 2$).

Соответственно в отношении r (10) появляется дополнительный фактор $\zeta = \epsilon_{1,in}/\epsilon_{2,in}$:

$$r = \zeta \xi \frac{\tau_1 N_1(0) - N_1(t_1)}{\tau_2 N_2(0) - N_2(t_2)}. \quad (17)$$

Попытка исключить τ_{in} и τ_c из времени хранения τ , определяемого с помощью детектора УХН, приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{\tau_1} - \frac{\zeta \xi}{\tau_2} = \frac{1 - \zeta \xi}{\tau_\beta} + \frac{1 - \zeta}{\tau_{1,in}} + \frac{1 - \zeta}{\tau_{1,c}}, \quad (18)$$

т.е. возникает погрешность, пропорциональная $1 - \zeta$.

В работе [1] приводится поправка на изменение эффективности при введении дополнительной поверхности, но результат составляет всего 0,13 секунды и никак не может объяснить итоговый температурный разброс в 20 секунд.

Думается, что здесь может быть большая погрешность по следующим причинам. Представим себе, что нагревание нейтронов в боковых стенках описывается временем τ_w и регистрация этих нейтронов счетчиками D_T происходит с эффективностью ϵ_w , а нагревание при соударении с дном описывается временем τ_b и регистрация происходит с эффективностью ϵ_b . Поскольку положение боковых стенок и дна дополнительной поверхности по отношению к детекторам D_T отличаются от положений соответствующих частей основной, то ϵ_w и ϵ_b для основной и дополнительной поверхностей различны. Кроме того, нейтроны, нагретые на внутренней стороне дополнительной поверхности, на пути к детектору испытывают рассеяние и поглощение внутри дополнительных стенок, что является дополнительным источником изменения эффективности. Особенно это су-

щественно для низких температур, когда спектр нагретых нейтронов становится мягче.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были возможны отчасти благодаря гранту J6P100 от Международного научного фонда и российского правительства. Автор благодарен Р. Голубу, С. Ламоро, В. Несвижевскому, Ю.Н. Покотилловскому, А.П. Сереброву, А.В. Стрелкову и В.Н. Швецову за обсуждение и поддержку данной работы, а также выражает свою неизменную признательность Игорю Каррону из техасского университета (Texas A&M University).

Литература

- [1] Мампе В., Бондаренко Л.Н., Морозов В.И. и др., Письма в ЖЭТФ 57, 77 (1993).
- [2] Pendlebury J.M. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 43, 687 (1993).
- [3] Mampe W., Ageron P., Bates J.C. et al., Nucl.Instr.&Meth. A 284, 111 (1989).
- [4] В.К.Игнатович, ЯФ 53, 1297 (1991).
- [5] Pendlebury J.M., Richardson D.J., Nucl.Instr.&Meth. A 337, 504 (1994).
- [6] Алфименков В.П., Варламов В.В., Васильев А.В. и др., Письма в ЖЭТФ 52, 984 (1990).
- [7] Алфименков В.П., Несвижевский В.В., Серебров А.П. и др., ЖЭТФ 102, 740 (1992).
- [8] Review of particle properties, Phys. Rev. D 45, No. 11, II-25 (1992).
- [9] Maddox J., Nature 370, 4 Aug., 323 (1994).
- [10] Алфименков В.П., Стойка А.Д., Стрелков А.В., ОИЯИ РЗ-80-761, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1995 года.