



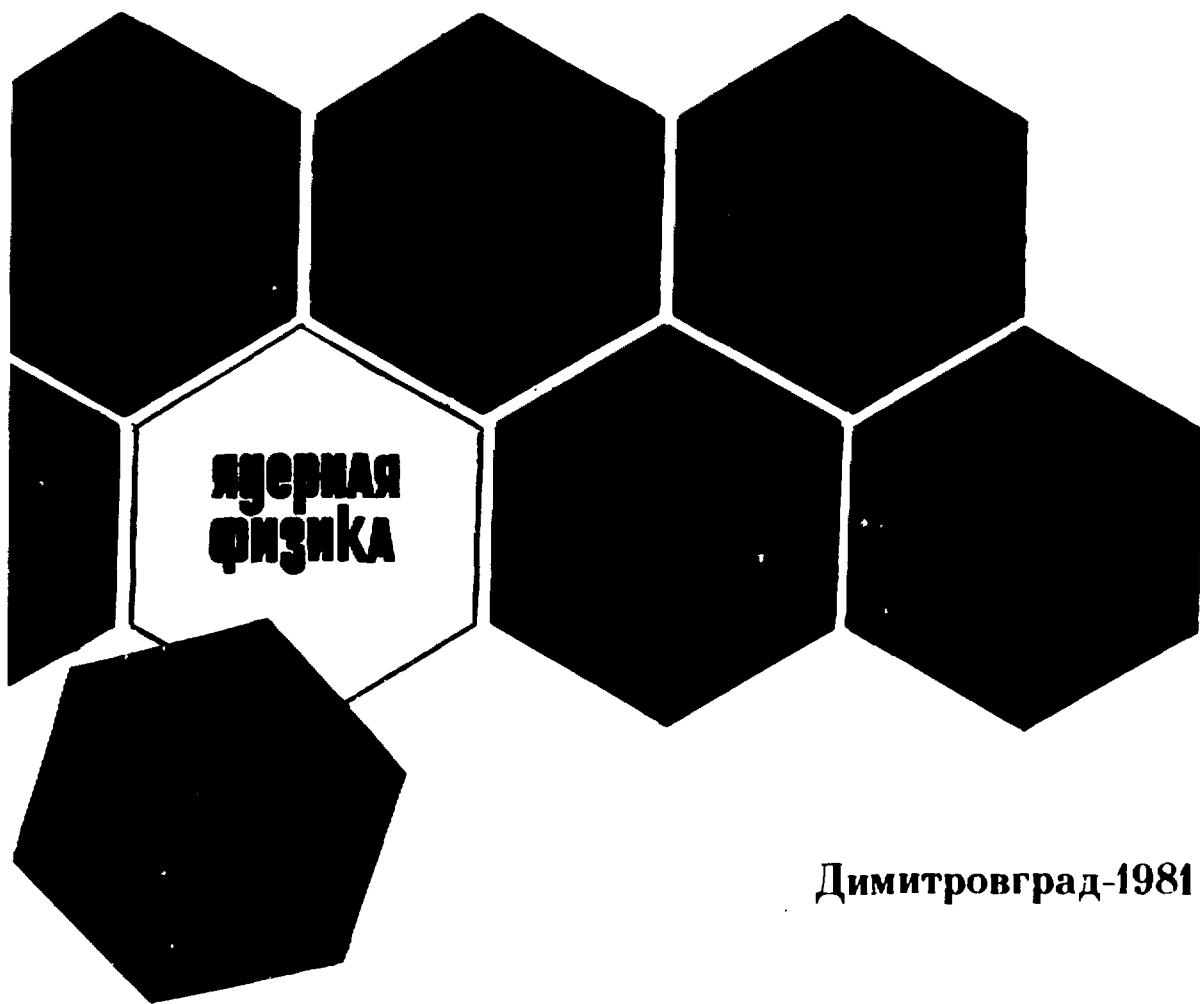
302301431

НИИАР-49(502)

Научно исследовательский институт
атомных реакторов им. В.И.Ленина

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир,
В.И.Морозов, Г.И.Терехов

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ
ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ПРИ ПОМОЩИ
ХРАНЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ
НЕЙТРОНОВ В СОСУДЕ
С ИЗМЕНЯЕМОЙ ПЛОЩАДЬЮ
ПОВЕРХНОСТИ**



Димитровград-1981

УДК 525.125.5

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ПРИ ПОМОЩИ
ХРАНЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В СОСУДЕ С ИЗМЕНЯЕМОЙ
ПЛОЩАДЬЮ ПОВЕРХНОСТИ:** Препринт/ Косвинцев В.Д., Кушнир Ю.А.,
Морозов В.И., Терехов Г.И. - НИИАР-49(502). - Дмитровград,
1981, 36 с.

Р е ф е р а т

Описана методика измерения времени жизни нейтрона, использующая хранение ультрахолодных нейтронов (УХН) в алюминиевом сосуде.

Для учета потерь УХН при ударах о стенки сосуда экспериментально исследовалась зависимость полной вероятности потерь УХН от числа соударений в единицу времени, после чего найденная зависимость экстраполировалась к частоте ударов, равной нулю. Вариация числа соударений производилась изменением площади поверхности сосуда хранения. Описана экспериментальная установка для реализации методики, дан анализ методических ошибок. Показано, что методические ошибки связаны главным образом с поглощением УХН в стенках сосуда и с их нагревом на остаточном газе, указаны возможности уменьшения ошибок. Полученное в предварительных измерениях время жизни нейтрона составило (875 ± 95) с (рис.10, табл.7, список лит. - 21 назв.).



Научно-исследовательский институт
атомных реакторов им. В.И.Ленина
(НИИАР), 1981 г.

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир,
В.И.Морозов, Г.И.Терехов

ИИЯР-49(502)
УДК 525.125.5

Методика измерения времени жизни нейтрона при помощи хранения
ультрахолодных нейтронов в сосуде с изменяемой площадью поверхности

Описан метод измерения времени жизни нейтрона по скорости убывания во времени количества ультрахолодных нейтронов (УХН), хранящихся в алюминиевом сосуде с изменяемой площадью поверхности. Учет потерь УХН при ударах о стенки сосуда производился изменением числа соударений в единицу времени. Приводятся теоретическое и экспериментальное обоснование методики, описана экспериментальная установка для её реализации, проведен анализ методических ошибок, указаны пути их уменьшения, даны результаты предварительных измерений.

Препринт Научно-исследовательского института атомных реакторов
им. В.И.Ленина, Димитровград, 1981

Yu.Yu.Kosvintsev, Yu.A.Kushnir,
V.I.Morozov, G.I.Terekhev

RIAR-49(502)
UDC 525.125.5

A Method for Neutron Life-Time Measurement by Means of the Ultra-
Cold Neutron Storage in the Variable Surface Area Vessel

Described is the method for measuring the neutron life-time according to the rate of the decrease in the ultra-cold neutron number. The ultra-cold neutrons have been stored in the aluminium vessel which has the variable surface area. The loss of the ultra-cold neutrons due to their impacts upon the vessel walls has been estimated by varying the number of collisions per time unit. The theoretical and experimental substantiation of the method is presented, the test facility designed for the realization of the above method is described. The analysis of the measurement error is made and the way to decrease it indicated. The preliminary measurement results are given.

Preprint. Research Institute of Atomic Reactors named after
V.I. Lenin, Dimitrovgrad, 1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования характеристик β -распада нейтрона, которые ведутся уже более тридцати лет, не теряют актуальности и по сей день: β -распад нейтрона, простейший ядерной системы, не осложнен сильным взаимодействием нуклонов и потому допускает однозначную интерпретацию как практически чистый процесс, обусловленный слабым взаимодействием [1]. В связи с теоретическими попытками объединить слабое и электромагнитное взаимодействия (модель электро-слабых взаимодействий) [2] интерес к детальному экспериментальному исследованию слабого взаимодействия, в том числе β -распада нейтрона, возрос.

Достигнутая к настоящему времени точность измерений соответствующих констант недостаточна и оставляет широкие пределы для теоретических заключений. Это относится и к постоянной β -распада нейтрона λ_p или времени его жизни $\tau_p = 1/\lambda_p$. Одна из первых теоретических оценок времени жизни нейтрона сделана Г.Бете в конце 40-х гг. [3]. Из известных характеристик β -распада легких "зеркальных" ядер и элементарной теории этого процесса время жизни нейтрона ожидалось равным ~ 15 мин. (900 с). Экспериментально эта величина измерялась в различных лабораториях мира. В табл. I приведены значения периодов полураспада $T_{1/2}$ (и времени жизни $\tau_p = T_{1/2} \cdot (\ln 2)^{-1}$), полученные экспериментаторами за последние 30 с лишним лет.

Все измерения (результаты представлены в таблице) были проведены на реакторных пучках тепловых нейтронов методом регистрации продуктов распада нейтрона (прото-

Таблица I

Сводка экспериментальных данных по измерению периода полураспада нейтрона
в различных лабораториях мира

Год	Лаборатория	Авторы	$T_{1/2}$ мин	$\varrho = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$ с	Регистрируемая частица	Литература
1948	Окридж, США	A. Snell, L. Miller	15 - 30	1300-2600	P	[1,4]
1950	Чок-Ривер, Канада	J. Robson	9 - 18	780-1560	P, e ⁻	[1,4]
1950	Окридж, США	A. Snell, P. Pleasanton, R. McCord	10 - 30	866-2600	P	[1,4]
1950	Чок-Ривер, Канада	J. Robson	9 - 25	780-2160	P, e ⁻	[1,4]
1950	ИАЭ СССР	П.Е.Спивак и др.	8 - 15	690-1300	P	[1,4]
1951	Чок-Ривер, Канада	J. Robson	12,8 ± 2,5	1110± 215	P, e ⁻	[1,4]
1955	ИАЭ СССР	П.Е.Спивак и др.	12,0 ± 1,5	1040± 130	P	[1,4]
1959	Аргонн, США	H. D'Angelo	12,7 ± 1,9	1100± 165	e ⁻	[5]
1959	ИАЭ СССР	П.Е.Спивак и др.	11,7 ± 0,3	1013± 26	P	[6]
1967	Ризо, Дания	C. J. Christensen et al.	10,78± 0,16	933± 14	e ⁻	[7]
1972	"	"	10,61± 0,16	918± 14	e ⁻	[4]
1978	ИАЭ СССР	П.Е.Спивак и др.	10,13± 0,09	877± 8	P	[8]

нов и электронов). Они показали, что по мере прогресса экспериментальной техники абсолютное значение измеренного периода полураспада систематически уменьшается. Причина, видимо, заключается в трудности учета методических ошибок, основными источниками которых являются:

- . немонохроматичность пучка тепловых нейтронов;
- . неопределенность в величине объема, из которого собираются на регистрацию продукты распада нейтрона;
- . ошибка в оценке рекомбинации протонов и электронов в процессе их сбора и транспортировки на регистрацию;
- . неточность в определении эффективности детекторов протонов и электронов.

Характер этих методических ошибок приводит, по-видимому, к завышению получаемых в эксперименте значений периода полураспада, которые, скорее всего, следует рассматривать как верхний предел измеряемой величины. В связи с этим представляет интерес развитие принципиально новых методик измерения времени жизни нейтрона. В последнее время такие методики описаны в работах [9-11].

В работе [9] предложено использовать, как и в измерениях, приведенных в табл. I, пучок тепловых нейтронов, а регистрировать, как и в большинстве измерений, протоны распада. Новизна состоит в том, что для выделения монохроматических нейтронов предлагается использовать механический монохроматор, а для устранения погрешности в определении объема, из которого собираются на регистрацию протоны, применить методику времени пролета.

В работе [10] описаны методики, использующие хранение ультрахолодных нейтронов (УХН) в стеночных и магнитных ловушках. Об успешных экспериментах по хранению очень холодных нейтронов (ОХН) в накопительном кольце на сверхпроводящем магните сообщается в работе [11]. Методика эта технически сложна, но перспективна: уже в первых эк-

спериментах достигнуто время хранения, близкое к времени жизни нейтрона. Определенную трудность при ее использовании представляет точный учет утечки нейтронов во время хранения.

Методики, основанные на хранении нейтронов (УХН и ОХН), могли бы дать нижний предел измеряемого времени жизни нейтрона, так как в этом случае характер методических ошибок ведет преимущественно к занижению измеряемой величины. Можно также отметить, что в методиках, использующих хранение нейтронов, измеряется полная вероятность распада нейтрона, а не только по каналу β -распада с испусканием заряженных продуктов - протонов и электронов. Однако вероятность распада нейтрона без испускания заряженных частиц настолько мала (10^{-6} по отношению к обычному распаду [12]), что отмеченное обстоятельство не имеет практического значения, так как в измерениях по времени жизни столь малую разницу заметить невозможно.

Совпадение значений времени жизни нейтрона, измеренных принципиально различными методиками, свидетельствовало бы о достоверности их и было бы, безусловно, полезным для решения задач теории слабых взаимодействий.

2. МЕТОДИКА

Преприят посвящен методике, кратко описанной с основными результатами в работе [13]. В общих чертах она совпадает с одной из методик, рассмотренных в работе [10]. Сущность ее заключается в определении постоянной распада нейтрона по скорости убывания во времени количества УХН, хранящихся в стеночном сосуде. Отличие от методики работы [10] состоит в способе учета поглощения УХН при их хранении.

2.1. Процесс хранения УХН в стеночном сосуде

Полную вероятность потерь нейтронов в единицу времени можно записать

$$\lambda = \lambda_p + \lambda_n, \quad (1)$$

где

λ_p - постоянная распада нейтрона, с^{-1} ;

λ_n - вероятность потерь нейтронов при взаимодействии со стенкой сосуда в единицу времени, с^{-1} .

Если ν - частота столкновений нейтрона со стенкой в единицу времени, то

$$\lambda_n = \bar{\mu}(E) \cdot \nu, \quad (2)$$

где

$\bar{\mu}(E)$ - усредненный по углам падения коэффициент потерь УХН с энергией E при ударе о стенку сосуда, который определяется как [14]

$$\bar{\mu}(E) = \frac{2\eta}{y^2} (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}). \quad (3)$$

Здесь $y = (E/E_{gr})^{1/2}$,

где

E_{gr} - граничная энергия материала стенки сосуда;

$\eta = \frac{K(\sigma_c + \sigma_{ny})}{4\pi b_{ког}}$ - отношение мнимой части потенциала взаимодействия нейтрона с материалом стенки к действительной;

$K = (2mE)^{1/2}/\hbar$ - волновое число нейтрона;

m - масса нейтрона;

\hbar - постоянная Планка;

σ_c, σ_{ny} - сечения захвата и неупругого рассеяния материала стенки по отношению к нейтрону;

$b_{ког}$ - длина когерентного рассеяния нейтрона на материале стенки.

Так как $\sigma_c, \sigma_{ny} \sim v^{-1}$, где $v = (\frac{2E}{m})^{1/2}$, то параметр η не зависит от энергии УХН.

Из выражения (1) видно, что в случае $\lambda_n \ll \lambda_p \approx 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ величину $\xi_p = 1/\lambda_p$ можно измерить непосредственно по убыванию со временем количества УХН, хранящихся в сосуде. Однако многочисленные исследования, проводившиеся в работах [14-17], показали, что наблюдаемые в экспериментах потери УХН в стенках сосуда хранения гораздо больше, чем расчетные. Значения параметра η , входящего в выражение для $\bar{\mu}(E)$ и характеризующего поглонительные свойства материала стенок сосуда, в экспериментах оказывались в 3-40 раз больше, чем по расчетам (по теории оптического потенциала с экстраполированными в область энергий УХН значениями σ_c и σ_{ny}).

Экспериментальная зависимость $\bar{\mu}(v)$, где $v = (2E/m)^{1/2}$ [15], во всем диапазоне энергий УХН пропорциональна теоретической и может быть описана формальным введением в теоретическую зависимость экспериментального значения величины $\eta = \eta_{\text{экс}}$ (рис.1).

Из теоретического анализа [18] следует, что минимальные потери можно получить при хранении нейтронов малых энергий (10-20 нэВ) на горизонтальной плоскости. Если при этом $\frac{E}{E_{gr}} \ll 1$, то для λ_n справедливо выражение

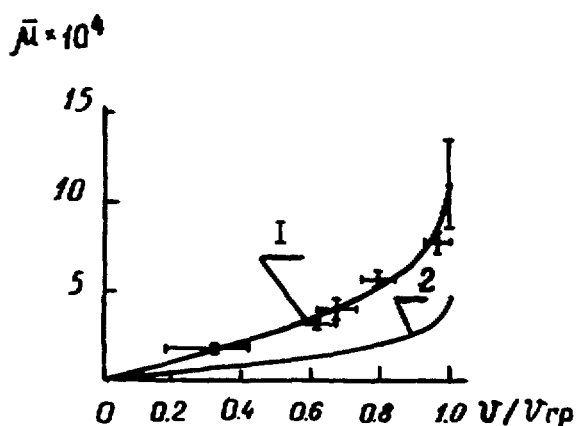


Рис.1. Зависимость среднего по углам падения нейтрона коэффициента поглощения УХН от их скорости:

- 1 - расчетная кривая, полученная с экспериментальными значениями параметра η ; \times - на экспериментальных точках указывается полный интервал скоростей нейтронов, хранящихся в сосуде;
- 2 - расчетная кривая с теоретическим значением параметра η

$$\lambda_n = \frac{\eta g}{v_{гр}} , \quad (4)$$

где $v_{гр} = \left(\frac{2 E_{гр}}{m}\right)^{1/2}$ - граничная скорость УХН для материала плоскости;

g - ускорение свободного падения.

Экспериментальные работы подтвердили этот вывод - при хранении УХН на горизонтальной плоскости с ограничивающими стенками (цилиндрический сосуд с плоским дном) получены максимальные времена хранения $\tau_{хр} = 300 \div 645$ с [16, 17]. Однако и в этом случае достигнутые значения вероятности потерь $\lambda_n \approx (0,4 \div 1,3) \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ по порядку величины сравнимы с постоянной распада нейтрона $\lambda_p \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, определить постоянную распада нейтрона в прямом эксперименте по измерению убывания во времени количества УХН в сосуде хранения пока невозможно. Нужно найти способ корректного учета потерь УХН при ударах о стенки сосуда во время хранения. В настоящей работе для учета этих потерь экспериментально исследовалась зависимость полной вероятности потерь УХН от числа соударений их со стенкой сосуда в единицу времени, после чего найденная зависимость экстраполировалась к частоте ударов, равной нулю. Для измерений использовался цилиндрический сосуд с плоским дном, в котором хранились нейтроны с энергиями в диапазоне 5-18 нэВ. Частота ударов УХН о стенки сосуда изменялась увеличением его боковой поверхности (путем погружения в его объем плоских вертикальных пластин - ребер, изготовленных из того же материала, что и сосуд, из алюминия).

В случае хранения в сосуде моноэнергетичных УХН выражение (1) можно записать

$$\lambda = \lambda_p + \eta \delta_n(E) , \quad (5)$$

где $\delta_n(E)$ - геометрический фактор эксперимента, пропор-

циональный частоте ударов нейтрона о стенки сосуда в единицу времени;

n - число ребер, введенных в сосуд.

Согласно проведенному анализу [18], для цилиндрического сосуда с плоским дном

$$\eta \delta_n(E) = \int_{(S)} \bar{\mu}(E') E' dS \int_{(\Omega)} (E')^{1/2} d\Omega = \eta \delta_0(E) + \eta \cdot n \cdot \delta'(E), \quad (6)$$

где

E, E' - кинетические энергии нейтрона:

E - на уровне дна сосуда,

$E' = E - mgz$ - на высоте z относительно дна сосуда;

$\delta_0(E), \delta'(E)$ - геометрические факторы сосуда без ребер и соответствующий одному ребру;

S - площадь поверхности сосуда и ребер;

Ω - объем сосуда.

Из выражения (6), в частности, следует

$$\delta_n(E) = \delta_0(E) + n \delta'(E) \quad (7)$$

при условии, что значения η для сосуда и ребер идентичны.

В случае, когда в сосуде хранится широкий спектр УХН (реальный случай), величина геометрического фактора $\delta_n(E)$ зависит от времени t , так как нейтроны больших энергий поглощаются быстрее в результате большей частоты столкновений, и спектр УХН в процессе хранения деформируется.

Для широкого спектра УХН с границами E_1 и E_2

$$\bar{\delta}_n(t) = \int_{E_1}^{E_2} \rho(E) \delta_n(E) \exp[-\eta \delta_n(E)t] dE \int_{E_1}^{E_2} \rho(E) \exp[-\eta \delta_n(E)t] dE, \quad (8)$$

где

$\rho(E)$ - спектр УХН в сосуде при $t = 0$.

В этом случае зависимость количества УХН в сосуде от времени приближенно может быть также описана постоянной полной вероятностью потерь

$$\lambda = \lambda_p + \eta \bar{\delta}_n, \quad (9)$$

где

$\bar{\delta}_n$ определяется усреднением (δ) на интервале времени от 0 до $t_{\text{макс}}$, причем $t_{\text{макс}}$ - максимальное время выдержки нейтронов в сосуде.

Интегральный спектр УХН, накопившихся в сосуде, в начальный момент времени $t = 0$ показан на рис.2. Спектр измерялся при помощи погружающегося в сосуд диска с поглотителем УХН [19].

В дифференциальном виде спектр может быть представлен как

$$\left. \begin{aligned} \rho(E) &= \text{Const}, & E_1 \leq E \leq E_2; \\ \rho(E) &= 0, & E < E_1; E > E_2; \end{aligned} \right\} (10)$$

где

$$E_1 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ эВ};$$

$$E_2 = 18 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}.$$

Расчет $\bar{\delta}_n$ производился усреднением согласно соотношению (8) со спектром, описываемым выражением (10).

Определение постоянной распада нейтрона λ_p производилось, как уже упоминалось, экстраполированием экспериментально найденной зависимости

$\lambda_{\text{эксп}}$ от $\bar{\delta}_n$, построенной методом наименьших квадратов (МНК), к значению $\bar{\delta}_n = 0$.

Значения $\lambda_{\text{эксп}} = 1/\bar{E}_{\text{хр}}$ находились по непосредственно измеряемым в эксперименте временам хранения УХН $\bar{E}_{\text{хр}}$ в сосуде с тем или иным количеством помещенных в него ребер Π .

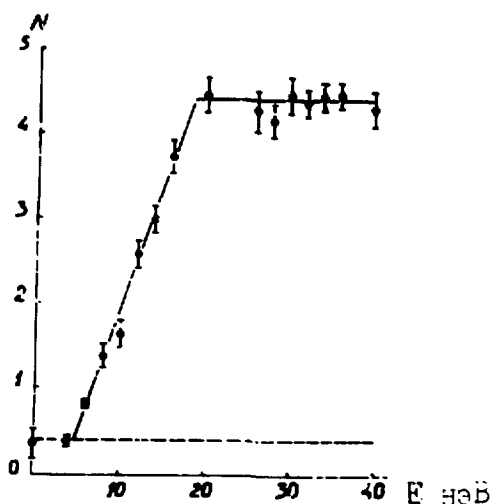


Рис.2. Экспериментально измеренный интегральный спектр энергий УХН, хранящихся в сосуде:

--- обозначен уровень фона

2.2. Систематические ошибки

Основные источники систематических ошибок в описываемой методике:

- . замена функции $\bar{\gamma}_n(t)$ параметром $\bar{\gamma}_n$ при обработке экспериментальных данных, обусловленная конечной шириной спектра хранящихся нейтронов;
- . возможное различие параметра η для поверхностей сосуда хранения и ребер;
- . возможный нагрев хранящихся нейтронов на остаточном газе;
- . проникновение хранящихся нейтронов через щель запирающей заслонки сосуда хранения.

2.2.1. Ошибка, обусловленная конечной шириной спектра хранящихся УХН

При достаточно малых потерях нейтронов во время хранения, т.е. при $\eta \gamma_n(E) t \ll 1$ в выражении (8) изменение функции $\bar{\gamma}_n(t)$ на интервале времени $0 - t$ невелико, если $t \approx 10^2$ с. В этом случае набор значений $\lambda_p(t)$, получаемых при обработке экспериментальных данных одной серии измерений в зависимости от момента времени t , для которого определено значение $\bar{\gamma}_n(t)$, можно с хорошей точностью описать линейной зависимостью

$$\lambda_p = a + b \gamma_t', \quad (II)$$

где

γ_t' - геометрический фактор одного ребра для момента времени t ;

a, b - константы, определяемые из экспериментальных данных.

Согласно выражению (7) $\gamma'(t)$ определяется соотношением

$$\gamma_t' = \frac{\bar{\gamma}_{nt} - \bar{\gamma}_{ot}}{n}, \quad (I2)$$

где

$\bar{\gamma}_{nt}$ и $\bar{\gamma}_{st}$ также находятся из экспериментальных данных при помощи соотношения (8).

В предположении о малом поглощении зависимость γ'_t от времени также имеет линейный характер:

$$\gamma'_t = \alpha + \beta t, \quad (13)$$

где

α и β — соответствующие константы, определяемые из экспериментальных данных.

Обозначим через \mathcal{T} максимальное время выдержки нейтронов в сосуде хранения и введем безразмерный параметр t/\mathcal{T} , характеризующий относительный момент времени. Тогда, принимая во внимание формулу (13), выражение (II) можно записать

$$\lambda_p = \alpha + \beta (\alpha + \beta t/\mathcal{T}), \quad (14)$$

откуда

$$\Delta \lambda_p = \beta \beta \Delta (t/\mathcal{T}). \quad (15)$$

Константы α и β можно найти из соответствующих геометрических соотношений:

$$\alpha = \frac{\lambda_p(t) - \lambda_p(0)}{\gamma'(t) - \gamma'(0)}; \quad (16)$$

$$\beta = \gamma'(t) - \gamma'(0). \quad (17)$$

Подставляя выражения (16) и (17) в формулу (15), окончательно получим для $\Delta \lambda_p$:

$$\Delta \lambda_p = \pm S_\lambda \left(\frac{\Delta \mathcal{T}}{\mathcal{T}} \right), \quad (18)$$

где

$$S_\lambda = \lambda_p(\mathcal{T}) - \lambda_p(0).$$

Из структуры выражения (18) видно, что ошибка $\Delta \lambda_p$, обусловленная вариацией параметра $\bar{\gamma}_n$, пропорциональна статистической ошибке в измерении времени хранения

УХН $\frac{\Delta \xi}{\xi}$ и ширине интервала $S \lambda$ значений λ_p , связанной с изменением во времени геометрического фактора $\bar{\gamma}_n(t)$.

Из проведенного анализа, в частности, следует, что при одной и той же статистической погрешности измерений рассматриваемая ошибка в определении λ_p тем меньше, чем меньше поглощение нейтронов реализуется в эксперименте, так как при этом уменьшается ширина интервала $S \lambda$.

2.2.2. Ошибка, обусловленная возможным различием параметра η для поверхностей сосуда хранения и ребер

Член, описывающий потери УХН при хранении их в сосуде, можно представить согласно соотношению (6)

$$\lambda_n = \eta \gamma_n(E) = \eta \gamma_0(E) + n \cdot \eta \gamma'(E). \quad (19)$$

При различии между поверхностями сосуда хранения и ребер в параметре η на величину $\Delta \eta$ вероятность потерь можно записать как

$$\lambda'_n = \lambda_n + \Delta \lambda_n. \quad (20)$$

При этом возможны два варианта.

Первый. Потери больше в стенках сосуда хранения.

Тогда

$$\Delta \lambda_n = \Delta \eta \gamma_0(E). \quad (21)$$

В этом случае произойдет параллельный сдвиг всех экспериментальных точек и соответственно прямой, проведенной через них, в сторону больших значений. Найденное значение λ_p будет завышено на величину $\Delta \lambda_p = \Delta \eta \bar{\gamma}_0$.

Второй. Потери больше в ребрах.

Тогда

$$\Delta \lambda_n = \Delta \eta \cdot n \cdot \gamma'(E). \quad (22)$$

В этом случае произойдет увеличение наклона прямой, проведенной через экспериментальные точки, и соответственно

занижение значения λ_p . Можно доказать, что и в этом случае $\Delta \lambda_p = \Delta \eta \bar{\gamma}_0$ ($\bar{\gamma}_0$ соответствует нулевому числу ребер, введенных в сосуд хранения).

Таким образом, при разнице в значении параметра η для поверхностей сосуда хранения и ребер на величину $\pm \Delta \eta$ возникает ошибка в определении λ_p :

$$\Delta \lambda_p = \pm \Delta \eta \bar{\gamma}_0. \quad (23)$$

Так как непосредственно из экспериментальных данных может быть определена величина η только для поверхности ребер, то для подсчета рассматриваемой ошибки целесообразно провести дополнительный эксперимент по определению величины η для поверхности сосуда хранения.

При величине $\eta \approx 10^{-4}$ разброс в значениях η в 1% приведет к ошибке $\Delta \lambda_p / \lambda_p \approx 0,5\%$.

О наличии ошибки можно судить по степени совпадения значений λ_p , полученных в разных сериях измерений, проведенных с различающимися значениями параметра η , как это сделано в настоящей работе.

2.2.3. Ошибка за счет возможного нагрева УХН на остаточном газе

Для оценки этой ошибки, ведущей к занижению определяемого времени жизни, измерялся нагрев УХН на различных газах. Находилось произведение W давления газа p (Па) на время хранения τ (с) УХН при этом давлении. Полученные значения величины W для некоторых газов и паров приведены в табл.2.

При давлении в сосуде хранения во время измерений p ошибка за счет нагрева УХН на газе составит

$$\Delta \lambda_p = \frac{p}{W} \cdot 10^{-2}, \quad (24)$$

где значения W взяты из таблицы.

При $p \approx 10^{-3}$ Па относительная ошибка за счет нагрева на остаточном газе в предположении, что это воздух, составит

$$\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p} \approx \frac{10^{-3}}{24,66 \cdot 10^{-3}} : 10^{-2} \approx 4 \cdot 10^{-4} \quad \text{или} \approx 0,04\%$$

Таблица 2

Экспериментальные значения величины $\omega = p\xi$ для некоторых газов, Па с

He	Ar	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	Воздух
467 \pm 33	250 \pm 6,7	4,93 \pm 1,60	11,86 \pm 1,60	52,65 \pm 5,33	20 \pm 2,93	24,66 \pm 3,47

2.2.4. Ошибка, обусловленная утечкой хранящихся УХН через щель запирающей заслонки

Возможная утечка хранящихся в сосуде УХН через щель запирающей заслонки может служить источником систематической ошибки, занижающей определяемое время жизни ξ_p . Так как утечка дает одинаковую добавку ко всем измеренным значениям $\lambda_{\text{эксп}}$, ошибка $\Delta \lambda_p$ за счет утечки равна вероятности утечки, т.е. $\Delta \lambda_p = \lambda_{\text{ут}}$.

Из общих рассуждений

$$\lambda_{\text{ут}} = \frac{J_s S \xi}{N} \quad (25)$$

где

J_s - поток нейтронов, падающий на щель, нейтр./((см²·с);

S - площадь щели, см²;

ξ - степень "черноты" щели, т.е. вероятность того, что нейтрон, попавший в щель, не вернется обратно в сосуд;

N - полное число нейтронов, хранящихся в сосуде.

Для оценки "черноты" цели воспользуемся результатами анализа стационарного течения УХН по нейтронводам в диффузионном приближении, проведенном в работе [20]. Будем рассматривать ξ как

$$\xi = 1 - Q, \quad (26)$$

где

Q - коэффициент отражения УХН от цели.

Согласно работе [20]

$$Q = \frac{(1 - c^2 \gamma^2) Sh \delta}{L^2 2c\gamma Ch \gamma + (1 + c^2 \gamma^2) Sh \delta}, \quad (27)$$

где $\gamma^2 = 3\bar{\mu}$

$$\bar{\mu} \approx \frac{4\eta U_0}{3U_{gr}}$$

$\frac{L^2}{\xi^2}$; - усредненный коэффициент потерь УХН в стенках цели;

L - глубина цели;

$\bar{l} = l_0 \frac{2-G}{G}$ - средний пробег нейтрона между двумя диффузными соударениями со стенкой;

l_0 - средний пробег нейтрона между двумя любыми соударениями со стенкой (для плоской цели $l_0 = 2d$, где d - ширина цели);

G - вероятность диффузного отражения нейтрона от стенок;

$c = \frac{2}{3} \frac{\bar{l}}{L}$ - безразмерный параметр диффузии.

Найдем теперь поток УХН J_s , падающих во время хранения на единицу площади цели в единицу времени (имея в виду, что запирающая заслонка, а следовательно, и цель лежат в плоскости дна сосуда хранения):

$$J_s = \frac{n_0 U_0}{4}, \quad (28)$$

где

n_0, v_0 - соответственно плотность и скорость нейтронов на уровне дна сосуда.

Определим n_0 через полное число нейтронов N , содержащихся в сосуде. В слое высотой dZ содержится

$$dN = n(Z) \pi R^2 dZ$$

нейтронов, где R - радиус сосуда хранения.

Отсюда

$$N = \pi R^2 \int_0^{Z_{\max}} n(Z) dZ, \quad (29)$$

где

$Z_{\max} = \frac{v_0^2}{2g}$ - максимальная высота относительно дна сосуда, на которую может подняться нейтрон со скоростью v_0 .

Поток УХН $J_z = n(z) v(z)$ на высоте Z обусловлен нейтронами, поднимающимися вверх (в том числе и после отражения от дна) в конусе с углом раствора $\psi = \arccos \sqrt{\frac{2gZ}{v_0^2}}$:

$$n(z) v(z) = 2 \frac{n_0 v_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\arccos \sqrt{\frac{2gZ}{v_0^2}}}^{\arccos \frac{v_0}{v_0}} \sin \psi \cos \psi d\psi = n_0 v_0 \left(1 - \frac{2gZ}{v_0^2}\right). \quad (30)$$

Так как $v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2gZ}$, то $n(z)$ может быть найдена из соотношения (30):

$$n(z) = \frac{n_0}{v_0} \sqrt{v_0^2 - 2gZ}. \quad (31)$$

Подставляя выражение (31) в формулу (29) и интегрируя, найдем n_0 , выраженное через N :

$$n_0 = \frac{3gN}{\pi R^2 v_0^2}. \quad (32)$$

Используя соотношение (32), выражение (28) для потока УХН, падающих на единицу площади щели, можно записать как

$$\tilde{J}_s = \frac{3gN}{4\pi R^2 v_0}. \quad (33)$$

Отнеся выражение (33) к полному числу нейтронов в сосуде хранения N и домножив на площадь щели S и ее "черноту" ξ , получим для $\Lambda_{\text{ут}}$:

$$\lambda_{\text{г}} = \Delta \lambda_{\text{p}} = \frac{3yS\Phi}{4\pi R^2 U_0}, \quad (34)$$

где

U_0 соответствует средней энергии хранящихся УХИ на уровне dna сосуда хранения.

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

4.1. Экспериментальная установка

Основная часть экспериментальной установки (рис.3) - цилиндрический сосуд хранения 19, изготовленный из листового алюминия (толщина 5 мм). В центральной части дна сосуда - отверстие (диаметр 116 мм) для накопления нейтронов в сосуде и "вытекания" их оттуда на регистрацию. Отверстие снабжено запирающей заслонкой 16 в виде круглого диска, при-тертого к краям его горловины (тарелочная заслонка). Диск шарнирно посажен на шток 15 с сердечником 8 из магнитомягкого материала (железо). Приводом заслонки 16 служит соленоид 9. Размеры сердечника и соленоида, а также их взаимное расположение подобраны так, чтобы при подаче тока на соленоид (4 А) заслонка поднималась на 10 см относительно дна сосуда хранения. При отключении тока заслонка падает под действием собственной тяжести. Во избежание сильных ударов заслонки о дно и разрушения соединения диска со штоком предусмотрено плавное уменьшение тока в соленоиде (в течение ~0,3 с).

Для подогрева и обезгаживания сосуда хранения под его дном установлен нагреватель 14 (мощность 2 кВт), состоящий из набора молибденовых спиралей, помещенных в изолирующие трубки из алундовой керамики. Нагреватель смонтирован на диске из нержавеющей стали (толщина 3 мм). Вокруг сосуда хранения с нагревателем расположен тепловой экран из нержавеющей стали (толщина 0,4 мм). Сосуд хранения с нагре-

пателем и экраном помещен в вакуумный кожух 21, изготовленный из нержавеющей стали (толщина ≤ 4 мм) в виде цилиндра (высота 60 см, диаметр 64 см) с верхней и нижней фланцевыми крышками и откачиваем патрубком 4. В кожух врезаны шесть симметрично расположенных смотровых окон.

Заполнение сосуда хранения нейтронами производится от установки для получения УХН на реакторе СМ-2 [11] по транспортному нейтронопроводу 7, вакуумно отделенному от установки мембраной 5 из алюминиевой фольги (толщина 60 мкм). Механическая прочность мембраны обеспечивается решеткой 6 из нержавеющей стали.

Коммутация потока УХН осуществлялась при помощи заслонок 12, 13. Входная заслонка 12 выполнена в виде двух синхронно поворачивающихся дисков из нержавеющей стали. Их поверхности, обращенные друг к другу и взаимно перекрывающиеся при открытом положении заслонки, облицованы поглотителем УХН - полиэтиленом. Конструкция заслонки 12 обеспечивает надежное отсекание входного потока УХН, когда заслонка закрыта (при регистрации нейтронов, "вытекающих" из сосуда хранения, и при измерении фона). Заслонка 13 выполнена в виде одинарного поворачивающегося диска. Обе заслонки снабжены соответствующими приводами.

Для увеличения боковой поверхности сосуда хранения в него могло вводиться до 30 вертикальных прямоугольных пластин из алюминия - ребер (20x25x0,1 см). Каждое из ребер 17 жестко прикреплено к индивидуальному штоку 3, выведенному из объема кожуха через двойной вакуумный сальник 2 в верхней фланцевой крышке. Промежуточные камеры всех сальников объединены одним коллектором и откачивались форвакуумным насосом.

При помощи штока каждое ребро могло помещаться в сосуд хранения или удаляться из него, как показано на рисунке, а также - поворачиваться на произвольный угол $\psi \leq 180^\circ$ в горизонтальной плоскости.

Для термического напыления слоев металлов на поверхности ребер и сосуда хранения в вакуумном объеме по-

мешены распылители 20, смонтированные на электрических вводах 1, выполненные в форме конических спиралей из вольфрамовой проволоки (толщина 0,5-0,8 мм). Шестьдесят распылителей расположены по периферийной части объема, восемнадцать - в центре.

В качестве детектора нейтронов 10 применен газовый пропорциональный счетчик на основе Ne^3 [15] с входным окном из алюминиевой фольги (толщина 60 мкм). Диаметр входного окна детектора равен внутреннему диаметру нейтронотода (88 мм).

Внутренние поверхности нейтронотонов 7 и 11, межзаслоночного объема и детали заслонок нейтронотонов 12, 13 обработаны электрополировкой.

3.2. Подготовка поверхностей сосуда хранения и ребер

При подготовке поверхностей сосуда хранения и ребер преследовались две цели:

- . удаление загрязнений, на которых могут захватываться или нагреваться нейтроны во время хранения;
- . обеспечение идентичности характера взаимодействия УХН со всеми поверхностями.

3.2.1. Химическая очистка

Для удаления механических загрязнений с поверхности производилось ее протравливание в 10%-ном растворе $NaOH$ в дистиллированной воде с последующей промывкой дистиллятом и просушкой [19].

Первичный прогрев. Помещенные в вакуумный кожух после химической очистки сосуд хранения и ребра прогревались до температуры $\sim 300^{\circ}C$ с непрерывной откачкой в течение 3-12 ч. Ребра при этом были опущены в сосуд хранения и имели термический контакт с его дном. Максимальный градиент температур между различными прогреваемыми частями

составлял 60°C и был обусловлен тем, что сосуд хранения имеет открытый верх.

Вторичный прогрев. После первичного прогрева установка остывала до комнатной температуры при продолжающейся непрерывной откачке. Затем в нее запускался воздух на 6-7 ч, после чего установка снова откачивалась. Прогрев повторялся при тех же параметрах и с той же продолжительностью, что и первичный.

3.2.2. Термическое напыление алюминия

Напыление алюминием поверхности ребер производилось партиями по шесть штук. Шестерка симметрично расположенных ребер поднималась в верхнюю часть вакуумного объема и поворачивалась так, чтобы образовался шестигранник, внутренние грани которого напылялись с центральных распылителей, а внешние - с периферийных, расположенных против этих граней (см.рис.3).

Напыление стенок, дна сосуда хранения и ребер происходило одновременно. Дополнительное напыление стенок и дна производилось с центральных распылителей при поднятых вверх ребрах. Технологический процесс велся таким образом, чтобы обеспечить максимальную идентичность поверхностей. Минимальная толщина напыленных слоев ϵ определялась (см) по формуле

$$\epsilon = \frac{q \cdot \rho_i}{\rho}, \quad (35)$$

где

q - величина навески в одном распылителе, г;
 ρ - плотность напыляемого металла, г/см³;

$\rho_i = \frac{\chi_i}{4\pi R_i^2} \cos\alpha$ - геометрический фактор напыления, см⁻²;
 R_i - расстояние от распылителя до напыляемого участка поверхности;
 α - угол между нормалью к напыляемому участ-

ку поверхности и R_i ;

χ - количество навесок, распыленных на i -й участок поверхности.

Значения R_i для ребер, боковой стенки и дна сосуда хранения приведены в табл.3.

Таблица 3

Численные значения геометрического фактора напыления P для различных участков сосуда хранения и ребер

Напыляемый участок	$P \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$
Ребра	7,0
Дно	4,6
Боковая стенка	1,84

Измерения показали следующую динамику изменения погложительных свойств поверхности, λ_n (с^{-1}) после:

химической очистки $3,2 \cdot 10^{-3}$
первичного прогрева $1,3 \cdot 10^{-3}$
вторичного прогрева $0,64 \cdot 10^{-3}$

Напыление слоя алюминия на поверхность после первичного прогрева уменьшало λ_n на 30%.

Следует отметить, что без выдержки на воздухе перед вторичным прогревом поверхность не улучшалась даже при многократных первичных прогревах длительностью до 24 ч. Объяснения этому явлению пока нет. По-видимому, какой-то из компонентов воздуха, взаимодействуя с инородными включениями на поверхности алюминия, делает их сцепление с алюминием менее прочным, и последующий прогрев удаляет эти включения.

3.3. Измерение

В эксперименте измерялись кривые хранения УХН в сосуде при том или ином количестве n введенных в него ребер. Динамика изменения количества УХН в сосуде хранения в течение цикла измерения в несколько упрощенном виде показана на рис.4. На отрезке времени от 0 до t_1 (в течение $t_{\text{накпл}}$) происходит накопление УХН в сосуде хранения (кривая 1). Если максимально накопленное количество УХН обозначить через N_0 , то кривую 1 можно описать как

$$N = N_0(1 - e^{-t/\tau_{\text{нак}}}), \quad (36)$$

где

$\tau_{\text{нак}}$ - газокINETическая постоянная накопления УХН для сосуда хранения.

В течение интервала времени $t_1 - t_2$ (время экспозиции $t_{\text{эксп}}$) накопленные нейтроны выдерживаются в закрытом сосуде (кривая 2). Изменение количества нейтронов при этом описывается выражением

$$N = N_0 \cdot e^{-t/\tau_{\text{хр}}}, \quad (37)$$

где

$\tau_{\text{хр}}$ - отрезок времени, в течение которого количество нейтронов в сосуде уменьшается в e раз (время хранения).

В момент времени t_2 начинается выпуск на регистрацию нейтронов, оставшихся в сосуде к концу экспозиции. Если обозначить их количество как N'_0 , то кривая "вытекания" 3 может быть описана как

$$N = N'_0 e^{-t/\tau_{\text{выт}}}, \quad (38)$$

при условии $\tau_{\text{выт}} \ll \tau_{\text{хр}}$,

где

$\tau_{\text{выт}}$ - газокINETическая постоянная "вытекания" УХН из сосуда хранения на детектор.

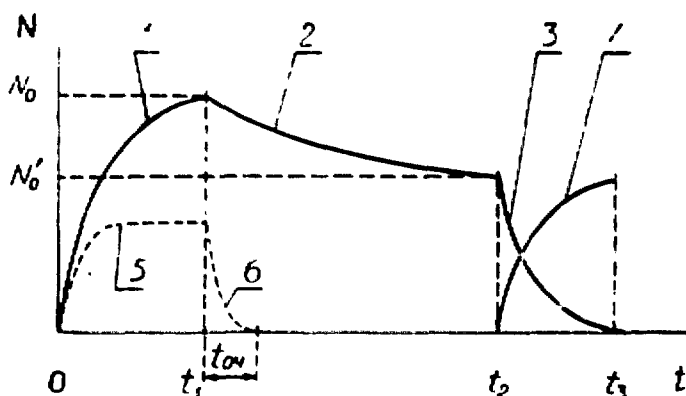


Рис.4. Зависимость от времени количества УХН в сосуде хранения и в межзаслоночном пространстве в течение цикла измерения, кривые:

1 - накопления УХН в сосуде; 2 - хранения УХН; 3 - "вытекания" УХН из сосуда; 4 - регистрации УХН детектором; 5 - накопления УХН в межзаслоночном пространстве; 6 - "вытекания" УХН из межзаслоночного пространства

Количество зарегистрированных детектором нейтронов, пришедших из сосуда хранения за время регистрации $t_2 \leq t_{\text{рег}} \leq t_3$, изображено кривой 4 (кривая регистрации), которая описывается как

$$N_{\text{рег}} = N_0' (1 - e^{-t/\tau_{\text{бмт}}}). \quad (39)$$

Практически величина $t_{\text{рег}}$ выбиралась из оптимального соотношения между полезным счетом и фоном регистрации.

В течение $t_{\text{нак}}$ нейтроны накапливаются не только в сосуде хранения, но и в пространстве между коммутирующими заслонками (кривая 5), поэтому с началом экспозиции производилась "очистка" межзаслоночного объема от накопившихся в нем нейтронов (кривая 6). Время, необходимое для "очистки" $t_{\text{оч}}$, определяло минимально возможное время экспозиции.

По окончании $t_{\text{оч}}$ в течение всего оставшегося времени экспозиции измерялся фон регистрации УХН.

На рис.5 показана одна из типичных измеренных кривых хранения. Для достижения необходимой статистической точ-

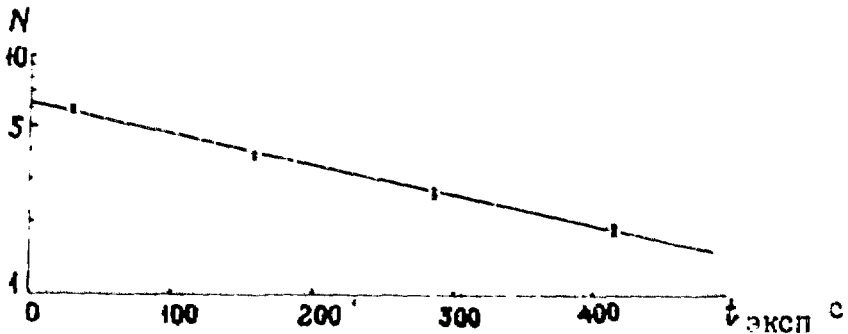


Рис.5. Зависимость количества нейтронов в сосуде хранения от времени экспозиции (кривая хранения)

ности при измерении каждой из точек кривой производилось от 120 до 400 циклов. За один цикл в объеме накапливалось ~ 5 нейтр. Фон регистрации составлял $\sim 0,017$ импульс/с.

По кривой хранения определялось время хранения $t_{\text{хр}} = 1/\lambda_{\text{эксп}}$.

Чтобы избежать влияния возможного разброса параметра η от ребра к ребру, для количества ребер $n < 30$ проводилось несколько серий измерений, по одной серии при каждом из возможных наборов по n разным ребрам из 30. Например, при $n = 10$ проводилось три серии измерений и т.д. Затем результаты усреднялись. Процесс измерения кривых хранения был автоматизирован (рис.6).

Конкретные значения величин $t_{\text{нак}}$, $t_{\text{рег}}$ и т.д., использовавшиеся при измерениях, приведены в табл.4. Они выбирались в соответствии с измеренными газокинетическими характеристиками установки, показанными на рис.7, а, б, в.

Таблица 4

Параметры измерения времени хранения УХН;
применявшиеся в эксперименте

$t_{\text{нак}}$ с	$t_{\text{рег}}$ с	$t_{\text{оч}}$ с	$t_{\text{эксп}}$ с	$t_{\text{рег.фона}}$ с
50	40	20	30-580	40-560

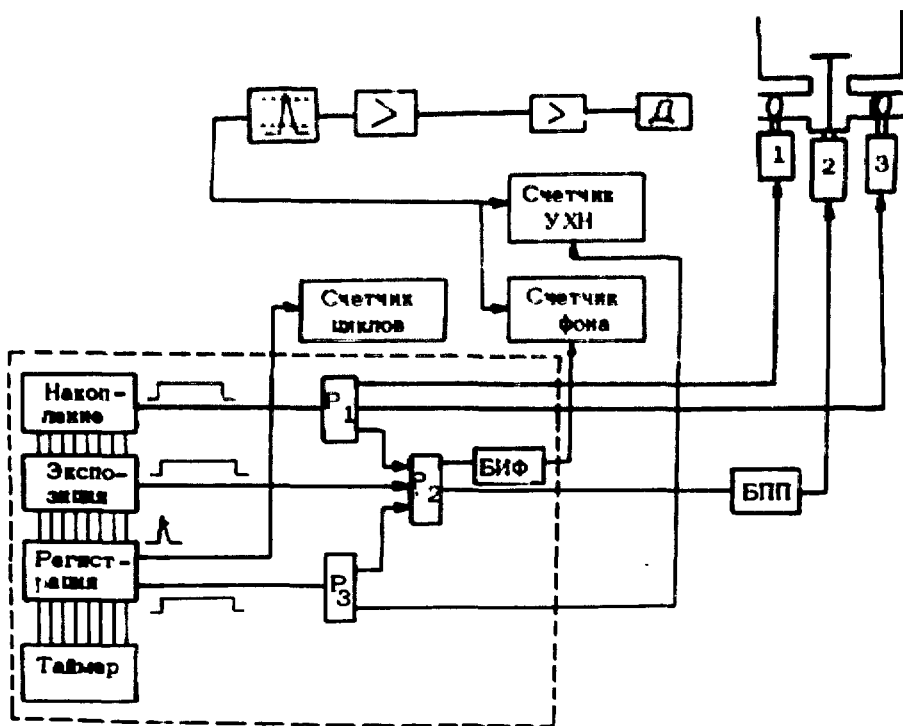


Рис.6. Блок-схема измерительного тракта и автоматического управления заслонками:

1, 2, 3 - приводы заслонок; P_1, P_2, P_3 - реле управления заслонками и коммутации пересчетных приборов; Д - детектор УХН; блоки: БИФ - управления измерением фона, БПП - плавкой посадки тарелочной заслонки

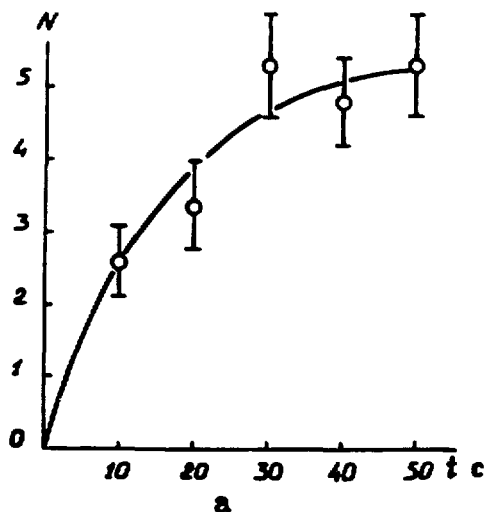


Рис.7. Экспериментально измеренные кривые:

а - накопления УХН в сосуде хранения; б - регистрации УХН, "вытекающих" из сосуда хранения; в - регистрации УХН, "вытекающих" из межзаслоночного устройства (см. также с. 27)

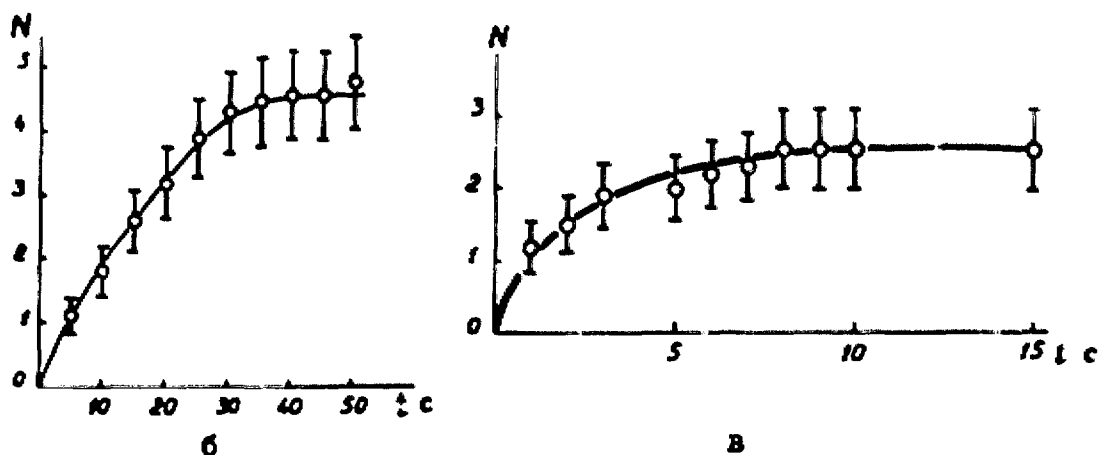


Рис.7. Окончание

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ

4.1. Результаты

Экспериментальные результаты двух серий измерений видны на рис.8. Первая серия измерений (кривая 1) была проведена после очистки поверхностей в растворе NaOH и первичного прогрева. Перед второй серией измерений (кривая 2) на поверхности сосуда хранения и ребер был нанесен слой алюминия толщиной $\sim 10^{-5}$ см, затем, после выдержки на воздухе в течение 7 ч, был проведен вторичный прогрев.

Величины параметра η и вероятности распада λ_p определялись методом итераций. За нулевое приближение принимались значения $\eta^{(0)}$ и $\lambda_p^{(0)}$, полученные при помощи МК в предположении, что $\bar{\gamma}_n = \gamma_n(\bar{E})$, где $\bar{E} = (E_2 - E_1)/2$ - средняя энергия спектра. Значение параметра $\eta^{(0)}$ подставлялось в соотношение (9), вычислялись новые значения геометрического фактора $\bar{\gamma}_n$, по МК определялись значения $\eta^{(1)}$ и $\lambda_p^{(1)}$ и т.д. Итерации прекращались при выполнении условия

$$|\eta^{(k)} - \eta^{(k-1)}| < 10^{-6},$$

где

k - номер итерации (5-7).

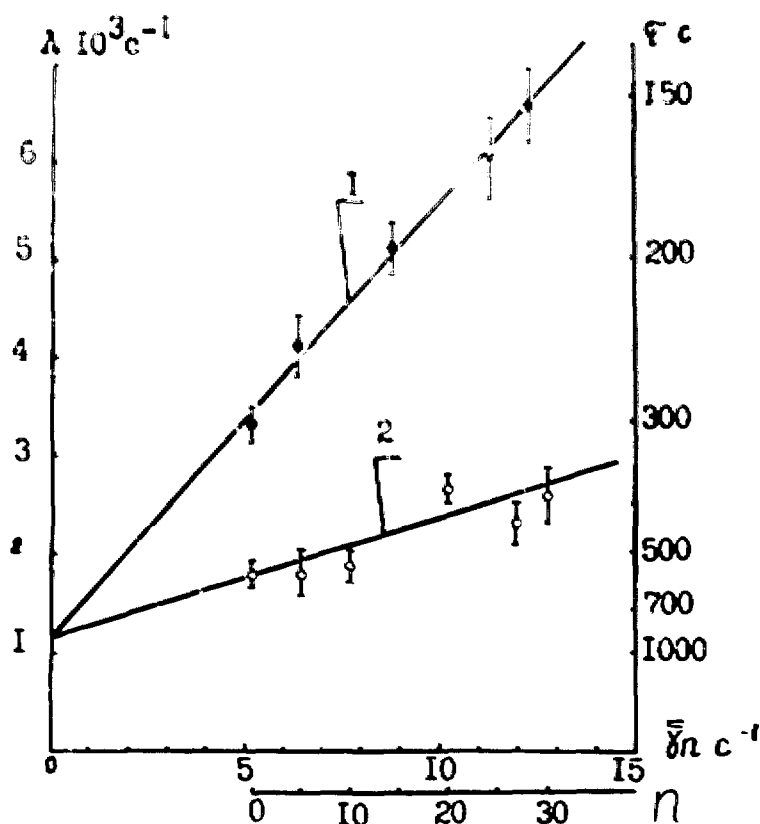


Рис.8. Экспериментальные результаты двух серий измерений:
1 - первая; 2 - вторая

Была замечена хорошая сходимость итерационного процесса для значений параметра $\eta^{(0)}$, лежащих в сравнительно широких пределах (табл.5).

Таблица 5
Значения параметра η и постоянной распада нейтрона λ_p , полученные в двух сериях экспериментов

Серия	$\eta \cdot 10^4$	$\lambda_p \cdot 10^3 \cdot \text{с}^{-1}$
Первая	$4,43 \pm 0,10$	$1,152 \pm 0,093$
Вторая	$1,23 \pm 0,14$	$1,143 \pm 0,130$

4.2. Ошибки измерений

4.2.1. Статистические ошибки

Статистические ошибки в измерении времен хранения $\tau_{др}$ и соответственно в определении значений $\lambda_{эксн}$ составили, %:

в первой серии 5-8 (в среднем 6,5)
во второй серии 6-13 (" 9,6)

Низкая статистическая точность измерений была обусловлена техническими причинами, которые в дальнейшем могут быть устранены.

4.2.2. Ошибки, обусловленные конечной шириной спектра хранящихся УХН

Численные значения ошибок для первой и второй серий измерений подсчитывались по формуле (18).

На рис. 9, а, б показан конкретный вид зависимостей $\lambda_p = f(\gamma'_t)$ и $\gamma'_t = f(t/\tau)$, полученных из обработки экспериментальных данных обеих серий. Как видно из графиков, предположение о линейном характере рассмотренных зависимостей (разд. 1.2.1) вполне справедливо.

Полученные в двух сериях измерений значения для S_λ , $\frac{\Delta \tau}{\tau}$ и ошибок $(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p})_\gamma$, связанных с усреднением функции $\bar{\gamma}_n(t)$, приведены в табл. 6, в которой даны также значения величины $\mathcal{R} = \frac{\eta \gamma_0}{\lambda_p + \eta \gamma_0}$, характеризующей относительную долю потерь УХН при хранении за счет поглощения.

Таблица 6

Экспериментальные значения ширины интервала S_λ ошибок $(\frac{\Delta \tau}{\tau})$ и $(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p})_\gamma$ и величины \mathcal{R}

Серия	$S_\lambda \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$	$(\frac{\Delta \tau}{\tau})$	$(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p})_\gamma \%$	\mathcal{R}
Первая	0,3357	0,065	1,9	0,66
Вторая	0,0534	0,095	0,5	0,36

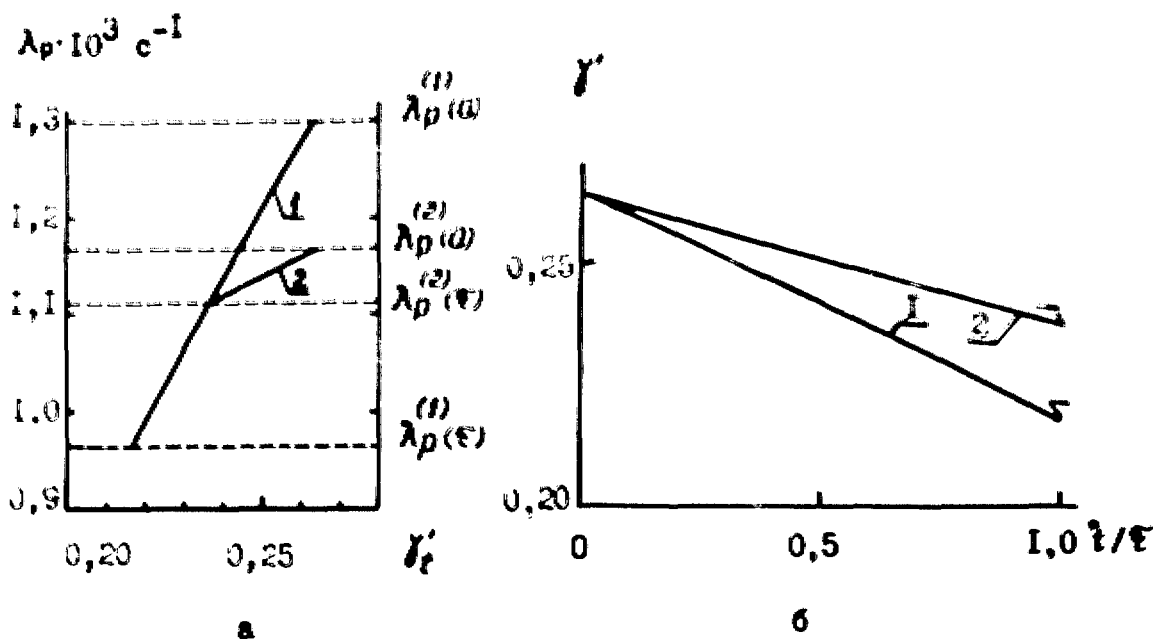


Рис.9. Экспериментальный вид зависимости:

а - $\lambda_p = f(X')$; б - $\lambda_p = f(t/\epsilon)$; 1, 2 - соответственно для первой и второй серий измерений

График изменения величины S_λ в зависимости от X , построенный по экспериментальным данным (рис.10), подтверждает вывод (см.разд.1.2.1) об уменьшении интервала S_λ с уменьшением поглощения УХН во время хранения. Характер зависимости $S_\lambda = f(X)$ позволяет надеяться, что дальнейшее улучшение поверхности может сделать обсуждаемую ошибку пренебрежимо малой.

В то же время при достигнутом во второй серии измерений значении $X = 0,36$ возможно уменьшить ошибку $(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p})_t$ до значений 0,1-0,15%, если улучшить статистическую погрешность измерения времени хранения $t_{др}$ до $\frac{\Delta t}{t} = 2-3\%$, что вполне реально.

4.2.3. Ошибка, обусловленная возможным различием параметра η для поверхностей сосуда хранения и ребер

Для сведения к минимуму ошибки, обусловленной различием в погложительных свойствах поверхностей сосуда хране-

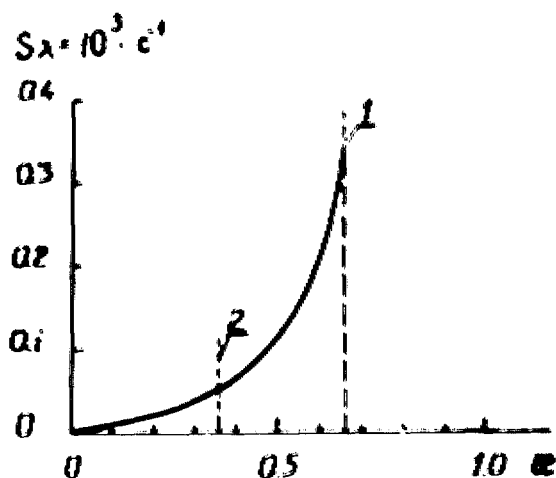


Рис.10. Экспериментальный график зависимости $S\lambda = f(\alpha)$

личались более, чем в 3,5 раза (см. табл.5), свидетельствует, что обсуждаемая ошибка в определении λ_p значительно меньше ошибки экстраполяции, обусловленной статистическим разбросом экспериментальных точек.

4.2.4. Ошибка вследствие нагрева УХН на остаточном газе

Конструкция вакуумной магистрали откачной системы экспериментальной установки, затрудняющая попадание паров масла из насоса в откачиваемый объем, и охлаждение ледяным азотом ловушки насоса, эффективно вымораживающей пары масла и воды, позволяет предположить, что остаточное давление в системе было обусловлено главным образом натеканием в систему воздуха.

При давлении в сосуде хранения во время измерений $4 \cdot 10^{-9}$ Па ошибка вследствие нагрева УХН на остаточном газе в предположении, что это - воздух, составит (см. разд. 1.2.3)

$$\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p} = \frac{p \cdot 10^2}{W_{\text{вод}} \cdot \lambda_p} 100\% = 0,14\%$$

Максимальное значение этой ошибки (если остаточный газ целиком состоит из водорода, см. табл.2) составит

ния и ребер, были предприняты специальные меры, направленные на обеспечение их идентичности при подготовке к измерениям (см. разд.2.2). Проводились они по специальной методике (см. разд.2.3).

Практическое совпадение значений λ_p полученных в обеих сериях измерений, в которых величины параметра η различались более,

$$\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p} \Big|_{M_2} = \frac{P \cdot 10^2}{W_{M_2} \cdot \lambda_p} 100\% = 0,7\%$$

4.2.5. Ошибка в результате утечки хранившихся УХН через щель тарелочной заслонки

Экспериментально измерить утечку УХН из объема во время хранения не удалось из-за малого ее значения и относительно высокого фона измерений, поэтому оценку ее сделали расчетным путем по формуле (34), выведенной в разд. 1.2.4. Ширина щели d была замерена после проведения экспериментов тонкими шупами и оказалась равной в среднем 30 мкм ($3 \cdot 10^{-3}$ см) (площадь щели $S_{щ}$ равна $d \cdot 2\pi r$, где r - внешний радиус горловины заслонки).

Рассчитанные по формулам (26) и (27) значения для "черноты" щели ξ и коэффициента отражений Q , а также значения $\lambda_{ут}$ и относительной ошибки в результате утечки $\left(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p}\right)_{ут}$ для первой и второй серий измерений приведены в табл.7.

Таблица 7

Параметры щели тарелочной заслонки и ошибка, обусловленная утечкой через нее хранившихся УХН

Серия	$S_{щ}, \text{см}^2$	Q	ξ	$\lambda_{ут} \cdot 10^5, \text{с}^{-1}$	$\left(\frac{\Delta \lambda_p}{\lambda_p}\right)_{ут} \%$
Первая	0,119	0,90	0,10	4,42	1,93
Вторая	0,119	0,94	0,06	2,65	1,16

При расчетах использовались следующие численные значения величин:

Глубина щели L , см	0,6
Внешний радиус горловины заслонки	
r , см	6,3
Радиус дна сосуда R , см	29

Скорость нейтронов, соответствующая средней энергии хранящихся УХН U_0 , см/с150
 Коэффициент диффузного отражения G (соответствует поверхности металла, не обработанной электропозировкой)0,5

Разница в величине утечки между первой и второй серией измерений обусловлена большим поглощением УХН в первой серии измерений. Сравнительно большая ошибка в результате утечки УХН через щель заклирающей заслонки объясняется ее большой шириной, обусловленной короблением сосуда хранения при прогревах.

Уменьшение щели до 5-10 мкм, что вполне реально, значительно снизит утечку. При этом ошибка за счет утечки уменьшилась до пренебрежимо малой величины $(1-5) \cdot 10^{-3}\%$.

4.2.6. Окончательный результат

Так как во второй серии измерений систематические ошибки в определении λ_p меньше, чем в первой, время жизни нейтрона определялось из результатов второй серии и составило

$$\tau_p = 875 \pm 96 \text{ с.}$$

5. ВЫВОДЫ

Предложена теоретически и экспериментально обоснованная принципиально новая методика измерения времени жизни свободного нейтрона, использующая свойство УХН накапливаться и храниться в замкнутых ловушках и учитывающая их поглощение во время хранения.

Разработана и создана экспериментальная установка, позволяющая произвести реальные измерения по предложенной методике.

Найден эффективный способ очистки поверхности алюминиевого сосуда хранения, снижающий потери УХН до

уровня (по порядку величины), близкого к минимально возможному.

Проведено предварительное измерение времени жизни нейтрона по предложенной методике с погрешностью $\pm 10\%$; показано, что методика дает стабильные результаты.

Проанализированы методические ошибки измерения и установлено, что они связаны главным образом с наличием потерь УХН в процессе хранения. При достигнутой степени очистки поверхности принципиально возможно измерение времени жизни нейтрона с погрешностью до $\pm 3\%$.

При дальнейшем уменьшении потерь можно снизить погрешность измерения до $\pm 1\%$.

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Голушко, А.Н.Буланову и В.Д.Логинову за помощь в автоматизации измерений, А.В.Стрелкову, Д.Н.Покотилловскому и А.Д.Стойке за интерес к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерозолимский Б.Г. Бета-распад нейтрона.- Успехи физических наук, 1975, т.116, с.145.
2. Вайнберг С. Единые теории взаимодействия элементарных частиц.- Там же, 1976, т.118, с.505.
3. Бете Г.А. Лекции по теории ядра.-М.: Иностранная литература, 1949, с.132.
4. Free-Neutron Beta-Decay Half-Life/ Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen A. et al.- Phys.Rev., 1972, v.5D, p. 1628.
5. D'Angelo N. Cloud-Chamber Measurement of the Half-Life of the Neutron .- Phys. Rev., 1959, v. 114, p.285.

6. Измерение периода полураспада нейтрона/ Сосновский А.Н., Спивак П.Е., Прокофьев Д.А. и др. - Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1969, т.36, вып.4, с.1012.
7. Free-Neutron Beta-Decay Half-Life/ Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen et al. - Phys.Lett., 1967, v.B26, p.11.
8. Измерение периода полураспада нейтрона/ Бондаренко Л.Н., Кургузов В.В., Прокофьев Д.А. и др. - Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики, 1978, т.28, с.329.
9. Кадебин С.М. Прецизионное измерение периода полураспада нейтрона с помощью методики по времени пролета: Препринт. - ИТЭФ-126.- М., 1978, с.11.
10. О возможности применения стеночных и магнитных ловушек УХН для измерения времени жизни свободного нейтрона/ Косвинцев Д.Д., Кушнир Д.А., Морозов В.И. и др. - Приборы и техника эксперимента, 1977, № 1, с.42.
11. Kügler K.-J., Paul W., Trinks U. A Magnetic Storage Ring for Neutrons. - Phys. Lett. 1978. v. B 72, p.422.
12. Неменов Л.Л. Распад нейтрона на атом водорода и антинейтрино.- Ядерная физика, 1980, т.31, с.221.
13. Применение ультрахолодных нейтронов для измерения времени жизни нейтрона/ Косвинцев Д.Д., Кушнир Д.А., Морозов В.И. и др. - Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1980, т.31, с.257.
14. Шапиро Ф.Л. Ультрахолодные нейтроны: Сообщение ОИЯИ.- РЗ-7135.- Дубна, 1973.
15. Хранение ультрахолодных нейтронов в медных сосудах: Сообщение ОИЯИ/ Грошев Л.В., Луциков В.И., Николаев С.А. и др.-РЗ-9534.-Дубна, 1976.

16. Косвинцев Д.Д., Кушмир Ю.А., Морозов В.И. Хранение ультрахолодных нейтронов на медной плоскости. - В сб.: Нейтронная физика (Материалы IУ конференции по нейтронной физике, Киев, 1977 г.). Ч.1.М.:ЦНИИАН, 1977, с.173.
17. Хранение ультрахолодных нейтронов низких энергий в сосудах с конденсированными металлическими стенками/ Косвинцев Д.Д., Кушмир Ю.А., Морозов В.И., Стойка А.Д., Стрелков А.В. -Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1978, т.28, с.164.
18. Игнатович В.К., Терехов Г.И. Удержание ультрахолодных нейтронов в ядерных ловушках (теория): Сообщение ОИЯИ.-P4-9567. -Дубна, 1976.
19. Косвинцев Д.Д., Кушмир Ю.А., Морозов В.И. Эксперименты по хранению ультрахолодных нейтронов.- Журнал экспериментальной и теоретической физики, 1979, т.77, с.1277.
20. Игнатович В.К., Терехов Г.И. Стационарное и нестационарное течение газа ультрахолодных нейтронов в диффузионном приближении: Препринт ОИЯИ.-P4-10548.-Дубна, 1977, с.15.
21. Извлечение УХН из высокопоточного реактора СМ-2: Препринт ОИЯИ/ Косвинцев Д.Д., Кулагин Е.Н., Кушмир Ю.А., Морозов В.И., Стрелков А.В.- P3-10238.- Дубна, 1976.- с.13; Nucl. Instr. and Meth., 1977, v.143, p.133.

Рукопись поступила в ОИЯИ
 14.04.80 г., обработана 3.02.81.
 Окончательно подготовлена
 авторами 27.04.81.

Юрий Юрьевич Косвинцев
Юрий Алексеевич Кушнир
Басилий Иванович Морозов
Григорий Иванович Терехов

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ПРИ ПОМОЩИ
ХРАНЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В СОСУДЕ С ИЗМЕНЯЕМОЙ
ПЛОЩАДЬЮ ПОВЕРХНОСТИ**

Научный редактор В.А.Куприенко

Редактор Э.В.Бодрова

Корректор Ю.В.Волкова

Подписано к печати 10.06.81. Т-09883. Формат 60x90 1/16.
Офсетная печать. Печ.л.2,5. Уч-изд.л. 2,1. Тираж 150 экз.
Индекс 3624. Заказ 1296. Цена 21 коп.

Отпечатано на ротапринтере НИИАРа, декабрь 1981 г.
433510, Дмитровград-10, НИИАР

21 коп

Индекс 3624

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА
ПРИ ПОМОЩИ ХРАНЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
В СОСУДЕ С ИЗМЕНЯЕМОЙ ПЛОЩАДЬЮ ПОВЕРХНОСТИ

Грепринт, НИИАР-49(502), 1981, 1-36