

P3-2009-197

В. П. Алфименков, В. К. Игнатович, Л. П. Межов-Деглин<sup>1</sup>,  
В. И. Морозов<sup>2</sup>, А. В. Стрелков, М. И. Цулая

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ВРЕМЕНИ РАСПАДА НЕЙТРОНА  
В ГЕЛИЕВОМ СОСУДЕ

---

<sup>1</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

<sup>2</sup>РНИЦ «Курчатовский институт», Москва

Алфименков В. П. и др.

P3-2009-197

Об измерении времени распада нейтрона в гелиевом сосуде

Приводятся количественные оценки параметров эксперимента по удержанию ультрахолодных нейтронов в сосуде с гелиевыми стенками при температуре 0,5 К и ниже.  $^4\text{He}$  не имеет захвата нейтронов, а процессы неупругого рассеяния ультрахолодных нейтронов на стенках сосуда из сверхтекучего гелия сильно подавлены, что дает предпочтение использовать хранящиеся в таком сосуде нейтроны для измерения времени распада свободного нейтрона.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Alfimenkov V. P. et al.

P3-2009-197

On Measurement of the Neutron Decay Time in a Helium Vessel

Parameters of experiment on ultracold neutrons storage in a vessel with superfluid helium walls at temperatures 0.5 K and below are estimated.  $^4\text{He}$  has no neutron capture cross section, and in superfluid form it has very low inelastic scattering cross section of ultracold neutrons. Therefore a vessel with the walls covered by superfluid  $^4\text{He}$  is an ideal one for measurement of a free neutron life time.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодные нейтроны (УХН) полностью отражаются от поверхности большинства обычных материалов при любых углах падения [1, 2], поэтому их можно хранить в герметичных вакуумированных сосудах. Время хранения УХН в сосудах определяется собственным временем жизни свободного нейтрона до  $\beta$ -распада и вероятностью потерь при столкновении со стенками, которая обусловлена захватом и неупругим рассеянием ядрами атомов стенок. Для измерения времени хранения достаточно проследить за уменьшением количества УХН в сосуде со временем. Для физики же элементарных частиц требуется с хорошей точностью определить именно собственное время жизни нейтрона. Чтобы выделить его из времени хранения, необходимо с такой же точностью знать вероятности потерь в стенках. Последние же плохо поддаются контролю и, как показывают эксперименты, во много раз отличаются от теоретически ожидаемых. Поэтому, чтобы измерить время жизни с относительной точностью  $\alpha$ , необходимо либо с такой же точностью контролировать потери в стенках, либо измерять время хранения в таких сосудах, в которых вклад потерь во время хранения не превышает величины  $\alpha$ .

В современных экспериментах на интенсивных источниках ультрахолодных нейтронов удается методом контроля довольно больших потерь определить время жизни нейтрона  $\tau = 885,7$  с с точностью  $\Delta\tau$  порядка  $\sim 1$  с. (Эта точность конкурирует и даже превосходит точность измерения времени жизни нейтрона на пучках медленных нейтронов, в которых регистрируются продукты распада при однократном пролете нейтрона через установку.) Однако надежность контроля потерь УХН в стенках может вызывать сомнения, поскольку не все каналы потерь регистрируются. Например, в сравнительно недавнем эксперименте [3, 4] был зарегистрирован процесс ускорения УХН при ударе о стенку (с вероятностью  $\sim 10^{-5}$  на один удар), при котором УХН приблизительно в два раза увеличивают свою кинетическую энергию и, таким образом, покидают сосуд, поскольку их энергия становится больше критической энергии удержания нейтронов. Это ускорение может происходить, например, в результате столкновения УХН со слабосвязанными частичками ( $\sim 5$  нм) вещества, удерживаемыми молекулярными силами у поверхности и свободно двигающимися вдоль нее со скоростью, соответствующей тепловому

равновесию со стенкой. Обнаружение такого процесса заставило пересмотреть результаты ранее выполненных экспериментов, в которых время жизни нейтрона извлекается из времени хранения УХН.

Однако и в том случае, когда, казалось бы, все каналы потерь известны, их строгий контроль является проблематичным и в большой степени зависит от искусства экспериментаторов. К чему может приводить различный подход к этому контролю, хорошо иллюстрирует результат недавнего измерения [5],  $\tau \approx 778,5$  с, который почти на 7 декларируемых ошибок отличается от результатов предыдущих экспериментов.

Таким образом, современные методы контроля потерь УХН в стенках сосудов не позволяют считать точность времени жизни, извлекаемого из времени хранения УХН, достаточно надежной. При этом повышение точности является актуальной задачей. Оно необходимо для проверки стандартной модели [6, 7] и модели образования ядер при формировании ранней Вселенной после Большого взрыва [8].

В данной работе предлагается эксперимент по хранению УХН в сосудах из сверхтекучего гелия, в котором потери столь малы, что не требуют учета, и точность извлекаемого времени жизни до 0,1 с будет вполне достаточной для указанных выше задач.

Идея хранить нейтроны в сосуде с гелиевыми стенками не нова. Еще до первого эксперимента, в котором наблюдались УХН, возможность хранения нейтронов в сосуде со стенками, покрытыми сверхтекучей гелиевой пленкой, отмечал Л. Фолди [9]. Правда, он полагал, что хранение УХН возможно, только если температура стенок сосуда не превышает кинетической энергии нейтронного газа, т.е.  $T \sim 1$  мК. Однако задолго до появления этой работы Я. Б. Зельдович [10] отметил, что это необязательно: нейтроны низких энергий могут сравнительно долго храниться и в сосуде, находящемся при комнатной температуре. При этом время хранения зависит от температуры стенок и уменьшается с ростом температуры, что хорошо было подтверждено экспериментом.

В работе Р. Бокуна [11] было предложено хранить УХН внутри параболической воронки, которая образуется на поверхности жидкости при вращении сосуда со сверхтекучим гелием. При достаточно малой кинетической энергии нейтронов ( $E < 20$  нэВ) верхней крышки для их удержания не требуется, поскольку гравитационное поле Земли не позволяет нейтронам подняться выше краев воронки. При хранении УХН над поверхностью жидкого гелия нужно учитывать потери, возникающие от столкновения нейтронов с атомами насыщенного пара гелия. В работе [11] утверждалось, что при температуре гелия  $T \approx 0,7$  К влиянием насыщенных паров на время хранения можно пренебречь. Этот результат, однако, был получен путем экстраполяции к низким температурам данных о взаимодействии УХН с газообразным гелием, измеренных при комнатной температуре  $T = 300$  К. Из этих данных следовало,

что время хранения УХН  $\tau$  (в секундах) в газообразном гелии увеличивается с уменьшением давления  $p$  газа по закону

$$\tau \sim 330/p, \quad (1)$$

где  $p$  приводится в единицах Торр. При гелиевой температуре плотность газообразного гелия при заданном давлении  $p$  на два порядка выше, чем при том же давлении, но при комнатной температуре. Поэтому влиянием насыщенных паров гелия на время хранения УХН пренебрегать нельзя. При такой высокой плотности паров время хранения оказывается почти на 30 % меньше времени жизни. Однако плотность насыщенных паров быстро убывает с температурой и уже при  $T < 0,5$  К время хранения отличается от времени жизни всего лишь на величину порядка 0,1 %.

Привлекательность использования гелия в качестве материала для стенок ловушки заключается еще и в том, что в сверхтекучем состоянии он достаточно чист и не содержит примесей других газов (давление паров водорода, наиболее летучего после гелия, при  $T \sim 0,5$  К составляет величину  $\sim 10^{-17}$  Торр). Правда, естественный гелий состоит из смеси двух изотопов —  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . Содержание  $^3\text{He}$  в промышленном  $^4\text{He}$  невелико и колеблется от  $10^{-8}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$  % в зависимости от технологии очистки, но ядра  $^3\text{He}$  обладают большим сечением захвата нейтрона  $\sim 5,4 \cdot 10^3$  б, и это, если не принимать мер по дополнительной очистке, может привести к заметным потерям. Существует эффективный метод очистки [12, 13] от  $^3\text{He}$  путем пропускания сверхтекучего гелия через микропористый фильтр, после которого содержание  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  может быть уменьшено до концентрации  $10^{-12}$  и даже  $\sim 10^{-15}$  [14]. При таких концентрациях поглощение нейтронов ядрами  $^3\text{He}$  для нашего эксперимента практически несущественно.

Сверхтекучий  $^4\text{He}$  используется также для получения УХН. Этот способ был предложен Р. Голубом и М. Пендлебери [15] в 1977 г. и в дальнейшем экспериментально проверен в работах [16–18]. Источник представляет собой замкнутый объем, заполненный сверхтекучим гелием. Если через этот объем пропускается пучок тепловых нейтронов, то часть из них, с энергией  $\sim 1$  МэВ, эффективно охлаждается до уровня УХН и остается в сосуде. Здесь они накапливаются и хранятся. Они не поглощаются ядрами  $^4\text{He}$ , а при температурах ниже 0,5 К и не нагреваются обратно, поскольку процессы неупругого рассеяния с нагреванием сильно подавлены. Однако и здесь имеются потери. Они обусловлены соударениями со стенками сосуда, в котором содержится жидкий гелий. По этой причине, например, в цилиндрическом сосуде из нержавеющей стали при температуре  $T = 0,49$  К авторам [17] удалось достичь времени хранения только около 93 с.

В данной работе мы рассмотрим хранение нейтронов низких энергий на поверхности жидкого сверхтекучего гелия, заключенного в вертикальный

цилиндрический сосуд, боковые стенки которого покрыты тонкой пленкой жидкого гелия. Мы покажем, что при некоторых условиях в таком эксперименте можно в значительной степени избавиться от всех потерь и получить время хранения, равное с высокой степенью точности времени жизни свободного нейтрона.

## 1. РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ХРАНЕНИЯ

При расчете мы примем за исходные цифры время хранения в жидком гелии  $t_s = 93$  с при диаметре сосуда 6,7 см. Волновая функция нейтрона, распространяющегося в однородной среде гелия без учета стенок, равна

$$\psi(x) = \exp(ik'x), \quad (2)$$

где  $k' = \sqrt{k_0^2 - u' + iu''}$ ,  $u'$  и  $u''$  — действительная и мнимая части оптического потенциала среды, а  $k_0$  — волновой вектор в вакууме. Мнимая часть  $u''$  потенциала определяется поглощением в примеси  ${}^3\text{He}$  и нагреванием на квазичастицах сверхтекучего  ${}^4\text{He}$ . Расстояние  $x$ , пробегаемое нейтроном за время  $t$ , можно оценить как  $x = vt = k\hbar t/m$ , где  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка,  $m$  — масса нейтрона, а  $k = \sqrt{k_0^2 - u'}$ . Учитывая, что  $u'' \ll k^2 = k_0^2 - u'$ , из (2) получаем

$$\psi(x) = \exp(ikvt - u''\hbar t/2m). \quad (3)$$

Отсюда следует, что с учетом собственного распада число нейтронов в гелии убывает со временем по закону

$$n(t) = \exp(-t/t_1 + t/\tau) = \exp(-t/t_s), \quad (4)$$

где

$$t_1 = m/\hbar u'', \quad (5)$$

$\tau$  — время жизни нейтрона, а  $t_s = t_1\tau/(t_1 + \tau)$  — время хранения. Следовательно,

$$t_1 = \frac{t_s\tau}{\tau - t_s} \approx t_s(1 + t_s/\tau), \quad (6)$$

что при  $t_s = 93$  с соответствует  $t_1 \approx 100$  с.

Нам для дальнейшего понадобится именно мнимая часть потенциала, которая из (5) легко определяется как

$$u'' = \frac{m}{\hbar t_1}. \quad (7)$$

Время хранения на поверхности жидкого гелия в поле тяжести Земли без учета собственного распада определяется выражением

$$t_l = \frac{2v}{g\eta}, \quad (8)$$

где  $v$  — скорость нейтронов,  $g$  — ускорение свободного падения,

$$\eta = u''/u' = \frac{m}{\hbar t_1 u'} = \frac{\hbar}{2E_l t_1} \quad (9)$$

— коэффициент потерь при одном ударе нейтрона о поверхность, а  $E_l = \hbar^2 u' / 2m = 18,5$  нэВ — граничная энергия гелия. Отсюда следует, что  $\eta = 1,8 \cdot 10^{-10}$ . Подставив (9) в (8) при  $v = v_l = 2$  м/с, получим

$$t_l = \frac{2v}{g\eta} = 2,3 \cdot 10^9 \text{ с}. \quad (10)$$

Это астрономическое время, поэтому полное время хранения равняется собственному времени жизни нейтрона с относительной точностью, лучшей  $10^{-6}$ :

$$t_s = \frac{t_l \tau}{t_l + \tau} \approx \tau(1 - \tau/t_l). \quad (11)$$

Если даже время хранения в гелии, как было получено в [16], в 10 раз меньше, то и тогда хранение на поверхности гелия приведет к достаточно высокой относительной точности измерения времени жизни:  $10^{-5}$ .

Однако необходимо учесть, что гелий находится внутри сосуда и нейтрон сталкивается не только с поверхностью жидкости, но и со стенками. Если время хранения [17] 100 с определяется потерями в стенках:  $t_s = 0,01/\eta = 100$ , значит,  $\eta = 1,1 \cdot 10^{-4}$ .

Рассмотрим вертикальный цилиндрический сосуд диаметром 10 см и бесконечной высотой, т.е. высотой  $h$  такой, что  $mgh > E$ , где  $E$  — энергия нейтрона. Скорость убывания нейтронов в таком сосуде без учета распада равна

$$\dot{n}/n = 1/\tau_w, \quad (12)$$

где  $\tau_w$  — время потерь в стенках:

$$\tau_w = \frac{\tau_{\text{lim}}}{\chi_w}. \quad (13)$$

Предельное время определяется величиной

$$\tau_{\text{lim}} = \frac{v_{\text{lim}}}{g\eta}, \quad (14)$$

и мы полагаем  $v_{\text{lim}} = 100$  см/с. Коэффициент  $\chi_w$  характеризует вероятность потерь в стенках с учетом гравитации:

$$\chi_w = \frac{3\kappa_1(y_b)}{ry_b^3}, \quad (15)$$

где  $r$  — радиус сосуда, а

$$\begin{aligned} \kappa_1(y) &= (y^2 - 3/4)\kappa(y) + (y^3/2)\sqrt{1 - y^2}, \\ \kappa(y) &= \arcsin(y) - y\sqrt{1 - y^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Величину  $y_b = v/v_{\text{lim}}$  мы положим равной единице, тогда  $\kappa_1(1) = \pi/8$ . Будем считать, что  $2r = 10$  см, а стенки покрыты пленкой гелия, которая уменьшает коэффициент потерь в 6 раз (см. ниже), тогда  $\eta = 1,7 \cdot 10^{-5}$  и

$$\tau_w = \tau_{\text{lim}}/\chi_w = 8r/3\pi \cdot 9,8 \cdot 1,7 \cdot 10^{-5} \approx 2,3 \cdot 10^4 \text{ с}. \quad (17)$$

В этом случае из уравнения (11), в котором если вместо  $t_l$  подставить  $t_w$ , следует, что время жизни извлекается из времени хранения с относительной точностью  $\sim 4\%$ .

Этот результат получен в [18] для сосудов из нержавеющей стали. Значительно лучших результатов можно добиться, если на стенки предварительно наморозить кислород, для которого в [19] получено  $\eta = (1,7 \pm 2,4) \cdot 10^{-6}$ , т. е. для оценки можно принять  $\eta = 4 \cdot 10^{-6}$ . В таком случае время  $\tau_w$  в сосуде диаметром 10 см окажется  $\approx 8 \cdot 10^6$  с, и тогда время жизни будет извлекаться из времени хранения с относительной точностью  $\sim 0,15\%$ . Еще большей точности можно добиться увеличением диаметра сосуда.

## 2. ОЦЕНКА ЭКРАНИРОВКИ СТенок ПЛЕНКОЙ ГЕЛИЯ

Амплитуда отражения нейтрона от стенки с пленкой толщины  $d$  равна

$$R = r_{\text{He}} + (1 - r_{\text{He}}^2) \frac{\exp(-2kd)r_w}{1 + \exp(-2kd)r_{\text{He}}r_w} = \frac{r_{\text{He}} + \exp(-2kd)r_w}{1 + \exp(-2kd)r_{\text{He}}r_w}, \quad (18)$$

где  $k = \sqrt{u_{\text{He}}^2 - k_0^2}$  — нормальная компонента волнового вектора внутри пленки гелия,  $k_0$  — нормальная компонента волнового вектора снаружи,  $u_{\text{He}}$  — оптический потенциал гелия;

$$r_{\text{He}} = \frac{k_0 - ik}{k_0 + ik} \quad (19)$$

— амплитуда отражения от границы раздела He и вакуума;

$$r_w = \frac{k - k_w}{k + k_w} \quad (20)$$



— амплитуда отражения от границы раздела He и стенки;  $k_w = \sqrt{u'_w - iu''_w - k_0^2}$   
— нормальная компонента волнового вектора внутри стенки с комплексным потенциалом  $u'_w - iu''_w$ . Из-за комплексности потенциала величина  $k_w$  также оказывается комплексной:  $k_w = k'_w - ik''_w$ , где

$$k'_w = \sqrt{u'_w - k_0^2}, \quad k''_w = \frac{u''_w}{2k'_w}. \quad (21)$$

Комплексной же оказывается и амплитуда отражения  $r_w$ :  $r_w = r'_w + ir''_w$ , где

$$r'' = \frac{2k''_w k}{(k + k'_w)^2} = \frac{2k''_w k}{u'_w - u'_{\text{He}}} |r'_w| = \frac{u''_w}{u'_w - u'_{\text{He}}} \frac{k}{k'_w} |r'_w| \approx \eta \frac{k}{k'_w} |r'_w|, \quad (22)$$

$$r'_w = \frac{k - k'_w}{k + k'_w}.$$

Из (18) следует, что коэффициент отражения равен

$$|R|^2 = \frac{1 + 2 \exp(-2kd) \operatorname{Re}(r_{\text{He}} r_w)}{1 + 2 \exp(-2kd) \operatorname{Re}(r_{\text{He}} r_w)} \approx$$

$$\approx 1 - 4\eta \exp(-2kd) \sin(2\varphi_{\text{He}}) |r'_w| \frac{k}{k'_w} = 1 - \mu. \quad (23)$$

Для оценки  $\mu$  примем  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ ,  $d = 300 \text{ \AA}$ , тогда  $2kd \approx 1,3$ ,  $\exp(-2kd) \approx 0,3$ ,  $k/k'_w \approx 0,2$ ,  $|r'_w| \approx 0,7$ . Поэтому  $\mu/\eta = 4 \cdot 0,04 = 0,16$ , т. е. уменьшение коэффициента потерь в 6 раз — правильная оценка. При этом наихудший случай соответствует

$$\sin(2\varphi_{\text{He}}) = 2k'_w k / u_{\text{He}} \approx 1. \quad (24)$$

Если же последнее не выполняется, то экранировка еще лучше, соответственно, больше и время  $\tau_w$ .

### 3. ОЦЕНКИ ПО ПОТЕРЯМ В He

В соответствии с работой [17] потери УХН в He в зависимости от температуры, извлеченные из экспериментов по генерации и хранению, представлены на рис. 1. Согласно этому рисунку время хранения при 0,7 К при самых пессимистических оценках составляет величину  $t_1 \approx 5 \cdot 10^2$  с, что приводит к времени хранения на поверхности гелия, без учета распада, порядка  $t_l = 1,1 \cdot 10^{10}$  с. Но даже при температуре 1,1 К, где  $t_1 \approx 100$  с, время хранения при диаметре сосуда 10 см с учетом стенок составляет  $1,4 \cdot 10^4$  с.

Результаты расчетов сечения рассеяния УХН в He, проведенных в работе [20], представлены на рис. 2. Из рисунка следует, что полное сечение

Рис. 1. Скорость убывания УХН из-за нагревания в сверхтекучем He в зависимости от температуры. Числа в скобках по оси ординат указывают время хранения и полное сечение рассеяния для УХН со скоростью 4,6 м/с. Значками  $\bullet$  и  $\blacksquare$  обозначены результаты для двух методов извлечения из экспериментальных данных без учета поправок на спектр, а  $\circ$ ,  $\square$  — с учетом возможных поправок на спектр. Штриховые линии — расчет двухфононного рассеяния с помощью гамильтониана Ландау (L–H) и методом Гриффина–Тальбота (G–T). Сплошная кривая — полная скорость потерь с учетом этих двух подходов

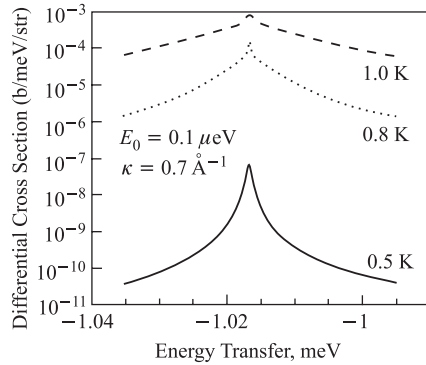
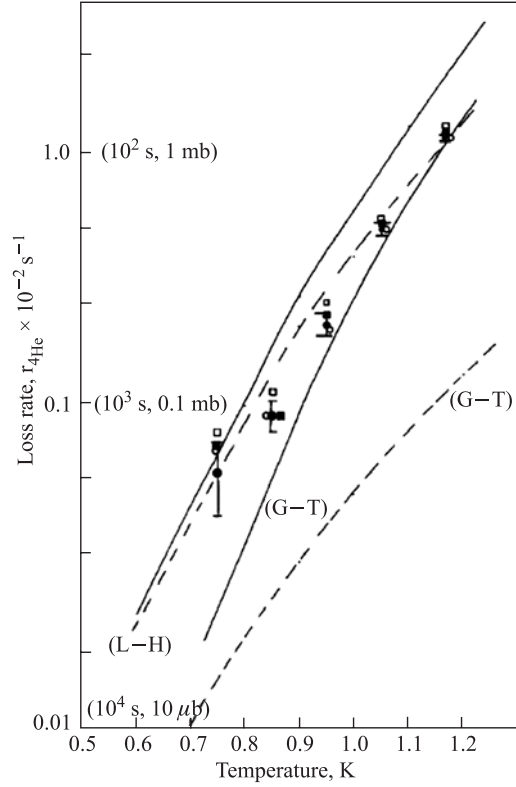


Рис. 2. Дважды дифференциальное сечение рассеяния при  $T = 0,5$  К (сплошная кривая), 0,8 К (пунктирная кривая) и 1,0 К (штриховая кривая) для  $E_0 = 0,1$  мкэВ и  $\kappa = 0,7 \text{ \AA}^{-1}$

рассеяния при  $T = 1$  К меньше 1 мб. Если даже принять его равным 1 мб, время жизни на поверхности гелия остается астрономическим:  $T \approx 2,3 \cdot 10^9$  с.

Во всех работах [18,21,22] измеряется скорость генерации УХН в единице объема в секунду. В работе [18] измеряется рождение УХН и их одновремен-

ное детектирование в жидком He. Временные характеристики показывают, как рождаются УХН с момента открытия шибера и как уменьшается их количество после его закрытия. Основная временная характеристика — время вытекания  $\approx 9$  с.

В работах [21,22] минимальное время вытекания через верхнее отверстие над He при температуре 1,26 К было 10 с. Поэтому снова из этих данных можно заключить, что времена хранения над He будут не меньше  $2,3 \cdot 10^8$  с.

#### 4. ПРЕДПОЛАГАЕМЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Переходя к практической реализации, целесообразно проверить работоспособность предлагаемого метода на сравнительно небольшой установке с сосудом диаметром  $\sim 10$  см, для которого были выполнены расчеты в нашей работе. В случае успешного результата можно планировать создание установки с сосудом диаметром  $\sim 1$  м, в котором доля поглощения УХН на боковых стенках будет подавлена в большей степени, к тому же значительно возрастет число накопленных нейтронов. Это позволит довести точность измерения времени жизни нейтрона до значения  $\sim 0,01$  %.

Граничная энергия для поверхности жидкого гелия определяет высоту боковых стенок сосуда для хранения УХН. Она рассчитывается из значения плотности жидкого гелия [23] и значения когерентной длины рассеяния нейтрона на ядре  $^4\text{He}$  и составляет 18,5 нэВ, что достаточно хорошо совпадает с прямым измерением этой величины в эксперименте [24], в котором наблюдалось полное отражение холодных нейтронов от поверхности сверхтекучего гелия (энергия нейтрона, выраженная в наноэлектронвольтах, почти точно численно равна максимальной высоте, выраженной в сантиметрах, на которую могут подняться нейтроны в гравитационном поле Земли).

Охлаждение сосуда со сверхтекучим  $^4\text{He}$  легче всего осуществить стандартным методом откачки паров  $^3\text{He}$  из ванны, находящейся в хорошем теплосвязи с сосудом со сверхтекучим  $^4\text{He}$ . Температурный скачок Капицы сильно затрудняет этот теплопоток, поэтому для необходимой теплопередачи должен быть применен эффективный мелкодисперсный медный теплообменник. Хладопроизводительность метода откачки паров  $^3\text{He}$  определяется скоростью откачки паров  $^3\text{He}$  над жидкостью  $^3\text{He}$ , давление которых сильно падает с понижением температуры. Однако хладопроизводительность метода растворения  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$  становится оптимальной для температур ниже 0,4 К [25].

После охлаждения сосуда до  $T \sim 10$  К на его стенки методом конденсации паров наносится плотный слой кислорода по методике, описанной в [26]. Жидкий гелий наливается на дно сосуда слоем толщиной  $\sim 2 \div 3$  мм, а боковая стенка покрывается сверхтекучей пленкой гелия, толщина  $d$  которой

уменьшается с высотой  $H$  (в сантиметрах) согласно выражению  $d = d_0 H^{-0,4}$ , где  $d_0$  — толщина пленки на высоте 1 см от уровня сверхтекучего гелия [27].

Наполнение сосуда нейтронами происходит по входящему в сосуд снизу нейтроноводу, верхний срез которого может опускаться до уровня  ${}^4\text{He}$  (наполнение и слив нейтронов) или подниматься до высоты боковых стенок сосуда  $\sim 20$  см (при этом нейтроны с энергией ниже 20 нэВ оказываются запертыми в сосуде).

Такой вариант входа движущегося нейтронновода в сосуд через слой жидкого  ${}^4\text{He}$  должен быть герметичен, что может быть осуществлено применением силфона. При подъеме нейтронновода жидкий гелий из полости силфона должен выплескиваться в сосуд, возбуждая при этом волны на поверхности сверхтекучего гелия, что приведет к некоторому нагреву УХН от движущейся поверхности гелия. Однако процесс затухания волн на поверхности сверхтекучего гелия происходит довольно быстро, поскольку кинематическая вязкость сверхтекучего гелия сильно возрастает с понижением температуры ниже 1 К из-за сильного увеличения длины свободного пробега квазичастиц (фононов и ротонов) в жидком гелии [28]. Таким образом, некоторые потери УХН в первые моменты после подъема нейтронновода могут наблюдаться только в течение  $\sim 5$  с (для тонкого 2–3 мм слоя жидкого гелия), когда поверхность жидкого гелия еще не успокоилась. Поскольку время выдержки УХН в сосуде в эксперименте может достигать  $\sim 10^3$  с и более, то измеряемое время выдержки можно отсчитывать от момента спустя  $10 \div 20$  с, когда поверхность жидкого гелия полностью успокоится.

В эксперименте детектором измеряется число слившихся из сосуда нейтронов в зависимости от варьируемого времени выдержки. Эта зависимость должна представлять из себя экспоненту, показатель которой должен быть равен времени жизни нейтрона до  $\beta$ -распада. Как известно, потери при однократном отражении УХН от стенки сосуда растут с увеличением скорости нейтронов, и особенно при непосредственном приближении скорости УХН к граничной скорости материала стенки сосуда. Поэтому в предполагаемом эксперименте целесообразно использовать более медленные нейтроны (менее 1 м/с) со спектром скоростей, несколько отличающимся от значения граничной скорости жидкого гелия,  $\sim 1,9$  м/с. Это приведет к почти четырехкратному уменьшению числа накапливаемых УХН, однако статистическая точность все еще останется достаточной при использовании сосуда диаметром 1 м, в котором, как показано в работе [29], на источнике УХН реактора ILL в первоначальный момент заполнения сосуда можно накопить до  $5 \cdot 10^3$  УХН.

В принципе, на поверхности даже идеально очищенного сверхтекучего гелия могут плавать отдельные частицы из молекул водорода, выделившегося из стенки сосуда, или других веществ, оторвавшихся от стенки. Даже очень незначительное количество таких частиц на поверхности может вы-

звать процесс неупругого рассеяния УХН на этих частицах, поэтому сосуд перед охлаждением до низких температур должен быть хорошо термически обезгажен. Акустические колебания поверхности, вызванные всегда присутствующим шумом в помещении, где располагается установка, по оценкам и прямым измерениям [30], не могут вызвать заметных процессов неупругого рассеяния при измерении времени хранения УХН в сосуде.

Таким образом, мы не видим причин потерь УХН в сосуде (кроме потерь за счет измеряемого  $\beta$ -распада нейтрона). Однако если эксперимент покажет, что таковые имеются, то единственным вариантом создания вещественного сосуда для идеального хранения УХН будет создание сосуда с температурой стенки (гелия)  $\sim 0,1$  мК. В таком случае тепловая энергия колебаний атомов стенки сосуда  $\sim 10$  нэВ становится равной «температуре» нейтрона, поэтому хранение УХН становится равновесным процессом, при котором принципиально не будет нагрева УХН на стенках сосуда.

Здесь можно отметить, что если в обозримом будущем будут получены значительно более интенсивные потоки УХН, то появится возможность реализовать предложение Ф.Л. Шапиро [31] получать сверхнизкие температуры посредством неупругого рассеяния УХН на образце-мишени, охлаждаемой за счет передачи энергии от образца более холодному нейтрону.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что в нашей работе мы привели только самые общие положения по поводу возможности создания гелиевого сосуда для хранения УХН. Конечно, практическая реализация этого метода, воплощенная в конкретной конструкции этой установки, требует дополнительных исследований и криогенных решений. Этому будет посвящен следующий этап нашей работы.

**Благодарности.** Авторы признательны Е. В. Лычагину, Б. С. Неганову, В. В. Несвижевскому, С. Миронову, А. Ю. Музыкачке и А. Г. Харитонову за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Игнатович В. К.* Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука (Физматлит), 1986.
2. *Golub R., Richardson D., Lamoreaux S.K.* Ultra-Cold Neutrons. Bristol; Philadelphia; New York: Adam Hilger, 1991.
3. *Несвижевский В. В. и др.* Наблюдение нового механизма потерь УХН в сосудах. ОИЯИ, РЗ-98-79. Дубна, 1998.

4. *Pendlebury J. M. et al.* Identification of a New Escape Channel for UCN from Traps // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440. P. 695–703.
5. *Serebrov A. P. et al.* Neutron Lifetime Measurement Using Gravitationally Trapped Ultracold Neutrons // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 035505-1–035505-15.
6. *Pospelov M., Ritz A.* // Ann. Phys. 2005. V. 318. P. 119.
7. *Nico J. S.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2009. V. 36. P. 104001.
8. *Lopez R. E., Turner M. S.* Precision Prediction for the Big-Bang Abundance of Primordial  $^4\text{He}$  // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 103502.
9. *Foldy L. L.* Preludes in Theoretical Physics / Ed. by A. de Shalit, H. Feshbach and L. Van Hove. Amsterdam: North-Holland, 1966. P. 205.
10. *Зельдович Я. Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1952.
11. *Бокун Р. Ч.* // ЯФ. 1984. Т. 4. С. 287–289.
12. *McClintok P. V. E.* // Nature. 1978. V. 275. P. 174.
13. *McClintok P. V. E.* // Cryogenics. 1978. V. 18. P. 201.
14. *Moss F. E., Wyatt A. F. G., Baird M. J.* // Cryogenics. 1981. V. 2. P. 114.
15. *Golub R., Pendlebery M.* // Phys. Lett. A. 1977. V. 62. P. 337.
16. *Jewll C. et al.* // Physica B. 1981. V. 107. P. 587–588.
17. *Golub R. et al.* Operation of a Superthermal Ultra-Cold Neutron Source and the Storage of Ultra-Cold Neutrons in Superfluid Helium-4 // Z. Phys. B: Condensed Matter. 1983. V. 51. P. 187–193.
18. *Baker C. A. et al.* // Phys. Lett. A. 2003. V. 308. P. 67–74.
19. *Kharitonov A. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 284. P. 98–100.
20. *Abel Y., Morishima N.* Ultracold and Cold Neutron Cross-Sections of Liquid Helium at Low Temperatures Down to 0.1 K // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 459. P. 256–264.
21. *Zimmer O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 104801.
22. *Zimmer O. et al.* nucl-ex/0801.4839v1. 2008. Jan31:1-11.
23. *Kerr E. C., Taylor R. D.* The Molar Volume and Expansion Coefficient of Liquid  $^4\text{He}$  // Ann. Phys. (N-Y). 1964. V. 26. P. 292–306.
24. *Charlton T. R. et al.* Neutron Reflection from a Liquid Helium Surface // Low Temperature Phys. 1979. V. 34. P. 316–319.
25. *Лоунасмаа О. В.* Принципы и методы получения температур ниже 1 К. М.: Мир, 1977. С. 47.
26. *Олейников Л. Ш., Глазунов В. Д., Чулков М.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 181.
27. *Мендельсон К.* Физика низких температур. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. С. 181.
28. *Cook G. A. et al.* Argon, Helium and the Rare Gases. N.Y.: Intersci. Publ., 1961. P. 384.
29. *Бондаренко Л. Н. и др.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 13–19.
30. *Geltenbort P., Malik S. S., Steyerl A.* // Proc. ISINN-6. Dubna, 1998. P. 74.
31. *Шапиро Ф. Л.* Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. С. 245.

Получено 30 декабря 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 13.04.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,14. Тираж 295 экз. Заказ № 56968.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)