

О возможности значительного увеличения времени хранения ультрахолодных нейтронов в ловушках, покрытых пленкой жидкого гелия

П. Д. Григорьев^{+*1)}, А. М. Дюгаев⁺, Т. И. Могилюк[×], А. Д. Григорьев

⁺Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

[×]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 2021 г.

После переработки 23 сентября 2021 г.

Принята к публикации 23 сентября 2021 г.

Показано, что шероховатые внутренние стенки ловушки ультрахолодных нейтронов (УХН) возможно покрыть пленкой сверхтекучего гелия толщиной много больше, чем глубина проникновения УХН в гелий. Это должно на порядки уменьшить скорость потерь УХН из-за поглощения в стенках ловушки. Показано, что треугольная шероховатость более эффективна для уменьшения скорости потерь УХН, чем прямоугольная. Она также легче реализуема технически, и подобные дифракционные решетки уже производятся в промышленных масштабах. Предложены другие методы увеличения толщины защитной пленки гелия.

DOI: 10.31857/S1234567821200106

1. Введение. Изучение свойств свободного нейтрона и его взаимодействия с известными или гипотетическими полями дает ценную информацию об элементарных частицах и их взаимодействиях [1–5]. Точные измерения времени жизни нейтрона τ_n позволяют определить величину константы связи слабых взаимодействий, что важно для физики элементарных частиц, астрофизики и космологии [1–5]. Измерения асимметрии β -распада нейтрона дают информацию об отношении векторной и аксиально-векторной констант слабой связи [6–8]. Поиск отличного от нуля электрического дипольного момента нейтронов [9–11] накладывает ограничения на нарушение CP-инвариантности. Резонансные переходы между дискретными квантовыми уровнями энергии нейтронов в гравитационном поле Земли [12, 13] позволяют исследовать гравитационное поле на микронном масштабе и накладывают ограничения на темную материю. Дифракция нейтронов на кристаллах может быть использована для поиска новых межнуклонных взаимодействий [14, 15].

На данный момент наилучшая точность измерений времени жизни нейтрона достигнута с помощью специальных ловушек для ультрахолодных нейтронов (УХН) [16–19]. В таких ловушках УХН удержи-

ваются сверху гравитационным полем Земли, а снизу и по краям материалом, слабо поглощающим нейтроны и создающим потенциальный барьер высотой $V_0 \lesssim 300$ нэВ [7, 8, 10–12, 16–23]. Последние измерения с помощью таких ловушек дают значение [19] $\tau_n = (881.5 \pm 0.7 [\text{stat}] \pm 0.6 [\text{syst}])$ с. Из-за магнитного момента нейтрона 60 нэВ/Тл возможен также магнито-гравитационный захват УХН [24–28]. Время жизни нейтрона, наиболее точно измеренное этим методом, составляет [28] $\tau_n = (877.7 \pm 0.7 [\text{stat}] + 0.4 / - 0.2 [\text{syst}])$ с. Согласно оценкам [19, 28], погрешности этих методов не превышают 1 с, но соответствующие τ_n расходятся почти на 4 с. Вероятно, такое большое расхождение появляется из-за неучтенных или недооцененных потерь УХН в магнитных ловушках. Основной альтернативой использованию УХН для измерения времени жизни нейтрона является пучок холодных нейтронов [29–31], дающий $\tau_n = (887.7 \pm 1.2 [\text{stat}] \pm 1.9 [\text{syst}])$ с. Здесь расхождение с другими методами еще больше, что является известной и пока не разрешенной загадкой. Поиск возможных причин этого расхождения активно ведется [32] от неучтенных погрешностей экспериментов с нейтронными пучками [33] до новых каналов распада нейтрона [31] или даже темной материи [34].

Погрешность современных экспериментов с ловушками УХН также может оказаться выше полу-

¹⁾e-mail: grigorev@itp.ac.ru

ченной оценки $\lesssim 1$ с, поскольку процедура определения τ_n из экспериментальных данных предполагает их экстраполяцию на величину больше 15 с к пределу “нулевых потерь” нейтронов в ловушках. Одной из многих возможных причин неправильной экстраполяции является приближение об изотропном, т.е. равномерно распределенном по направлениям, ударе нейтронов о поверхность ловушки при вычислении скорости потерь. В действительности распределение направления скорости УХН не является изотропным и меняется с высотой: из-за земной гравитации, чем больше высота над дном ловушки, тем меньше вертикальная составляющая скорости УХН. Это может влиять как на геометрическую, так и на температурную экстраполяцию. В принципе, этот эффект можно учесть в расчетах Монте-Карло, если каждый раз определять нормальную составляющую скорости нейтрона при его ударе о стенку. Шероховатость поверхности также влияет на скорость потерь [20, 21], но ее эффект сложнее рассчитать. Интервал экстраполяции ~ 15 с [16, 19], хотя и является огромным достижением последних 15 лет, довольно велик и не позволяет далее существенно повысить точность измерений τ_n . Чтобы уменьшить интервал экстраполяции, нужно еще уменьшить скорость потерь УХН. Основным источником этих потерь является взаимодействие со стенками ловушек, которые хоть и слабо, но поглощают нейтроны.

Одним из принципиальных решений проблемы поглощения нейтронов стенками ловушки является их покрытие жидким ${}^4\text{He}$, который совсем не поглощает нейтроны. Сверхтекучий ${}^4\text{He}$ покрывает все стенки сосуда тонкой пленкой из-за притяжения Ван-дер-Ваальса. Толщина этой пленки d_{He} , однако, слишком мала. Поскольку нейтроны с энергией меньше потенциального барьера $V_0^{\text{He}} = 18.5$ нэВ поднимаются на максимальную высоту $h_{\text{max}} = V_0^{\text{He}}/(m_n g) \approx 18$ см, то нас интересует высота над уровнем гелия много больше капиллярной длины $a_{\text{He}} = \sqrt{\sigma_{\text{He}}/(g\rho_{\text{He}})} = 0.5$ мм, где $\sigma_{\text{He}} = 0.354$ дин/см – коэффициент поверхностного натяжения ${}^4\text{He}$, $g = 9.8$ м/с², и плотность жидкого ${}^4\text{He}$ $\rho_{\text{He}} \approx 0.145$ г/см³. На такой высоте толщина пленки $d_{\text{He}} \approx 10$ нм, что существенно меньше глубины проникновения $\kappa_{0\text{He}}^{-1} = \hbar/\sqrt{2m_n V_0^{\text{He}}} \approx 33.5$ нм нейтронов в ${}^4\text{He}$. Поэтому такая пленка почти не защищает нейтроны от поглощения внутри стенки ловушки.

Отметим, что проблема увеличения толщины пленки гелия важна только для вертикальных (боковых) стенок ловушек УХН. Дно ловушки может быть легко покрыто пленкой гелия требуемой толщи-

ны $d_{\text{He}} \gg \kappa_{0\text{He}}^{-1} \approx 33.5$ нм, а сверху нейтроны удерживаются гравитационным полем Земли. Только снизу, на высоте $h < a_{\text{He}}\sqrt{2} \ll h_{\text{max}}$ боковые стенки покрыты мениском толщиной $d_{\text{He}} \sim a_{\text{He}} \gg \kappa_{0\text{He}}^{-1}$. Для увеличения толщины пленки гелия на боковых стенках ловушки выше капиллярной длины была предложена идея хранения нейтронов во вращающемся сосуде с гелием [35, 36]. Но отражение нейтронов от движущейся поверхности приводит к постепенному увеличению их кинетической энергии, которая в конечном итоге превысит потенциальный барьер $V_0^{\text{He}} = 18.5$ нэВ, и нейтрон покинет ловушку. Кроме того, вращающаяся жидкость генерирует дополнительные объемные и поверхностные возбуждения, что приводит к росту скорости неупругого рассеяния нейтронов. Следовательно, требуется не зависящее от времени покрытие стенок ловушки жидким ${}^4\text{He}$.

Недавно мы предложили [37], что толщина пленки гелия на неровной поверхности стенки ловушки УХН увеличивается из-за капиллярных эффектов. Шероховатость стенки, как правило, увеличивает в 2–3 раза потери нейтронов из-за поглощения внутри стенок ловушки, поскольку эта шероховатость делает усредненный потенциал отталкивания стенок более гладким, так что волновая функция нейтрона проникает глубже внутрь стенки [20, 21]. Однако, если такую шероховатую стенку покрыть пленкой гелия, то средняя толщина этой пленки может быть значительно увеличена по сравнению с гладкой поверхностью из-за капиллярных эффектов, тем самым уменьшая потери нейтронов. Действительно, шероховатость стенки увеличивает ее площадь, повышая роль капиллярных эффектов. Если масштаб шероховатости поверхности $l_R \ll a_{\text{He}}$, чтобы минимизировать энергию поверхностного натяжения, пленка He даже на шероховатой стенке должна иметь почти плоскую границу раздела с вакуумом. Следовательно, сверхтекучий гелий заполняет все небольшие полости размером $l_R \lesssim a_{\text{He}}$ в стенке.

В данной работе мы развиваем эту идею и предлагаем реализуемые варианты боковых стенок ловушки, для которых толщина пленки гелия велика и скорость потерь УХН из-за поглощения в стенках ловушки уменьшается на порядки.

2. Пленка гелия на неровной поверхности: общие формулы. Для описания профиля гелиевой пленки на неровной поверхности необходимо минимизировать функционал энергии этой пленки

$$E_{\text{tot}} = V_g + E_s + V_W. \quad (1)$$

Здесь гравитационный член равен

$$V_g = \rho_{\text{He}} g \int z d_{\text{He}}(\mathbf{r}_{\parallel}) d^2 \mathbf{r}_{\parallel}, \quad (2)$$

где $\mathbf{r}_{\parallel} = \{x, z\}$ – это двумерный вектор координат вдоль стенки, x и z – соответственно горизонтальная и вертикальная координаты вдоль стенки,

$$d_{\text{He}}(\mathbf{r}_{\parallel}) = \xi(\mathbf{r}_{\parallel}) - \xi_W(\mathbf{r}_{\parallel}) \quad (3)$$

– толщина пленки He, зависящая от координаты, а функции $\xi(\mathbf{r}_{\parallel})$ и $\xi_W(\mathbf{r}_{\parallel})$ описывают профили поверхности He и стенки ловушки. Гравитационный член всегда уменьшает толщину пленки гелия. Ниже мы рассмотрим шероховатость стенки с характерным масштабом длины $\lesssim a_{\text{He}} \ll h_{\text{max}}$. Изменением координаты z на этом малом масштабе длины можно пренебречь по сравнению с ее средним значением $\langle z \rangle$, равным высоте $h = \langle z \rangle$ шероховатости над уровнем гелия в сосуде. Следовательно, в формуле (2) координату z можно заменить на высоту h .

Второй член в уравнении (1), описывающий энергию поверхностного натяжения, дается выражением

$$E_s = \sigma_{\text{He}} \int \sqrt{1 + [\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})]^2} d^2 \mathbf{r}_{\parallel}. \quad (4)$$

Его корневая зависимость усложняет задачу нахождения точного профиля поверхности $\xi(\mathbf{r}_{\parallel})$. Обычно ее аналитическое решение доступно только в пределе малого искривления поверхности $|\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})| \ll 1$, когда можно использовать разложение $\sqrt{1 + [\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})]^2} \approx 1 + [\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})]^2 / 2$. В нашей задаче условие $|\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})| \ll 1$ не всегда выполнено, поэтому для наших качественных оценок мы не будем пользоваться этим разложением. Вместо этого мы будем искать минимум исходного функционала (1)–(4) в классе пробных функций.

Гравитация и поверхностное натяжение, т.е. первые два члена в уравнении (1), важны на макроскопическом масштабе длины $\gtrsim a_{\text{He}}$. Последний член Ван-дер-Ваальса V_W , описывающий притяжение гелия к материалу стенки, заметно действует только на гораздо меньшем расстоянии $\lesssim d_{\text{He}}^{\text{min}} \approx 10 \text{ нм} \ll a_{\text{He}}$. У нас очень удачная ситуация для теоретического анализа, потому что масштаб длины действия сил Ван-дер-Ваальса $\sim d_{\text{He}}^{\text{min}}$ на пять порядков меньше капиллярной длины a_{He} . Следовательно, влиянием силы тяжести и поверхностного натяжения свободной поверхности He на V_W можно пренебречь. Для ровной стенки ван-дер-ваальсовый потенциал V_W зависит только от материала стенки и от толщины пленки: $V_W = V_W(d_{\text{He}})$. Без поверхностного натяжения это привело бы к покрытию шероховатой поверхности пленкой He толщиной $d_{\text{He}} \sim d_{\text{He}}^{\text{min}}$, которая почти повторяет профиль стенки, если масштаб

шероховатости $l_R \gg d_{\text{He}}^{\text{min}}$. Таким образом, можно оставить только два первых члена в функционале $E_{\text{tot}}[\xi(\mathbf{r}_{\parallel})]$ в уравнении (1), сводя эффект ван-дер-ваальсова члена V_W к “граничным условиям” минимальной толщины пленки гелия $d_{\text{He}} \gtrsim d_{\text{He}}^{\text{min}} \approx 10 \text{ нм}$.

Такая минимальная пленка гелия толщиной $d_{\text{He}} \sim d_{\text{He}}^{\text{min}}$, вызванная притяжением Ван-дер-Ваальса, будет стоить дополнительной энергии поверхностного натяжения ΔE_s , которая может быть даже больше добавки к гравитационному члену ΔV_g , возникающей из-за дополнительного гелия, необходимого для того, чтобы поверхность гелия стала плоской: $\xi(\mathbf{r}_{\parallel}) = \text{const} = \max\{\xi_W(\mathbf{r}_{\parallel})\} + d_{\text{He}}^{\text{min}}$. Это дополнительное количество гелия зависит от профиля шероховатости стенки и может сильно увеличить среднюю толщину пленок гелия. Этим увеличением эффективной толщины пленки гелия из-за капиллярных эффектов, вероятно, можно объяснить расхождение ее экспериментальных значений, определенных разными методами [38–43]. Действительно, метод микровзвешивания [40] измеряет общий вес гелия. Эта масса гелия включает заполненные полости на поверхности, которые не обнаруживаются оптическими методами в работах [39, 44]. Следовательно, микровесовой метод дает более толстую пленку гелия на шероховатой поверхности [40]. Поскольку типичная толщина пленки He из-за сил Ван-дер-Ваальса мала, $d_{\text{He}} \sim 10 \text{ нм}$, даже крошечная шероховатость поверхности высотой $\sim 10 \text{ нм}$ может сильно повлиять на измеренные значения толщины пленки гелия.

3. Пленка гелия на стенке с модуляцией в виде треугольной волны. Рассмотрим пленку гелия на шероховатой стенке в виде одномерной треугольной волны с периодом l_R и глубиной h_R , как на рис. 1. Для приближенной оценки нужных параметров шероховатости такой стенки сравним энергии очень тонкой пленки толщиной $\sim d_{\text{He}}^{\text{min}}$, повторяющей рельеф поверхности, и пленки гелия с плоской поверхностью, как изображено на рис. 1 пунктирной синей линией. Поскольку толщина пленки все же больше $d_{\text{He}}^{\text{min}}$, то энергия Ван-дер-Ваальса у этих двух конфигураций примерно одинаковая. Разница их гравитационной энергии (2) на единицу площади стенки равна $\Delta V_g = -g \rho_{\text{He}} h_R h / 2$. Энергии поверхностного натяжения (4) этих двух конфигураций отличаются на разницу площадей поверхности, умноженной на коэффициент поверхностного натяжения жидкого гелия σ_{He} , что на единицу площади поверхности составляет $\Delta E_s = \sigma_{\text{He}} \left(\sqrt{1 + (2h_R/l_R)^2} - 1 \right)$. Их сумма $\Delta V_g + \Delta E_s$ положительна, т.е. пленке ге-

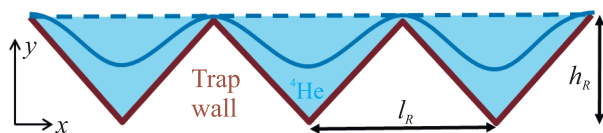


Рис. 1. (Цветной онлайн) Стенка с треугольной шероховатостью (коричневая ломаная линия), покрытая жидким гелием с почти плоской (пунктирная синяя линия) и с периодической модулированной поверхностью (сплошная синяя кривая)

лия выгоднее иметь плоскую свободную поверхность, чем повторять рельеф стенки, если выполнены два условия: (i) период модуляции ограничен сверху,

$$l_R < l_R^{\max} = 4\sigma_{\text{He}}/(gh\rho_{\text{He}}) = 4a_{\text{He}}^2/h \quad (5)$$

и (ii) глубина модуляции ограничена снизу,

$$h_R > h_R^{\min} = \frac{4a_{\text{He}}^2/h}{(4a_{\text{He}}^2/(l_R h))^2 - 1} = \frac{l_R \eta}{1 - \eta^2}, \quad (6)$$

где мы ввели новый параметр

$$\eta \equiv l_R h / (4a_{\text{He}}^2). \quad (7)$$

Согласно условию (5) $\eta < 1$.

Если в ур. (5) подставить значение $a_{\text{He}} = 0.5$ мм и максимальную высоту $h_{\max} \approx 18$ см, на которую могут подняться нейтроны с энергией меньше V_0^{He} , то мы получим максимальный период неровности $l_R^{\max}(h_{\max}) \approx 5.6$ мкм. Поскольку $l_R^{\max} \propto 1/h$, то на меньшей высоте период модуляции может быть больше. Часть кинетической энергии нейтрона, определяемая только его вертикальной компонентой скорости v_z , составляет в среднем только треть его полной энергии и 1/5 его максимальной энергии V_0^{He} , поэтому обычно нейтрон ударяется о вертикальную стенку на высоте не больше $h_{\max}/5$, где период шероховатости можно сделать в 5 раз больше: $l_R < l_R^{\max}(h_{\max}/5) \approx 28$ мкм $= 820\kappa_{0\text{He}}^{-1}$.

Согласно ур. (6), при $\eta \ll 1$ минимальная амплитуда шероховатости стенки $h_R^{\min} \propto l_R^2$. Поэтому чем меньше период модуляции l_R , тем менее острые шероховатости могут быть взяты, а значит тем меньше их хрупкость. Если взять для надежности (на случай сильных флуктуаций l_R) значение $l_R = l_R^{\max}/2$, с хорошим запасом удовлетворяющее условию (5), то условие (6) принимает вид $h_R > 2l_R/3$, т.е. модуляция должна быть достаточно глубокой. Если взять $l_R = l_R^{\max}/4 = a_{\text{He}}^2/h$, с еще большим запасом удовлетворяющее условию (5), то условие (6) принимает вид $h_R > 4l_R/15$, т.е. глубину модуляции можно взять меньше и она будет менее хрупкая.

Рассмотренные выше два профиля пленки гелия, конечно, не являются оптимальными, т.е. соответствующими минимуму полной энергии (1). При малом искривлении поверхности $|\nabla\xi(\mathbf{r}_{\parallel})| \ll 1$ гравитационный член (2) линеен по ξ , а капиллярный (4) квадратичен по ξ . Поэтому при малом ξ гравитационный член выигрывает, а значит всегда есть хотя бы малое искривление поверхности и плоская поверхность $\xi(\mathbf{r}_{\parallel}) = \text{const}$ не реализуется. С другой стороны, повторение треугольного профиля свободной поверхностью гелия также не выгодно, поскольку имеет углы. В реальности поверхность над такой рельефной стенкой описывается гладкой периодической функцией $\xi(x)$ с периодом l_R , схематично изображенной сплошной синей линией на рис. 1. Поэтому в качестве приближенной пробной функции можно взять

$$\xi(x) = \xi_0 \cos(2\pi x/l_R) \quad (8)$$

и найти, при какой амплитуде ξ_0 полная энергия (1) имеет минимум. Из уравнений (8) и (2) получаем выигрыш в гравитационной энергии из-за такого синусоидального искривления поверхности *на единицу площади стенки*

$$\begin{aligned} \Delta V_g &= \frac{\rho_{\text{He}} g h \xi_0}{l_R} \int_{-l_R/2}^{l_R/2} [\cos(2\pi x/l_R) - 1] dx = \\ &= -\rho_{\text{He}} g h \xi_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя (8) в (4), получаем проигрыш в энергии поверхностного натяжения из-за этого искривления поверхности *на единицу площади стенки*

$$\begin{aligned} \Delta E_s &= \frac{\sigma_{\text{He}}}{l_R} \int_{-l_R/2}^{l_R/2} \left(\sqrt{1 + [\xi'(x)]^2} - 1 \right) dx \quad (10) \\ &= \sigma_{\text{He}} (2E[-2\pi i \xi_0/l_R]/\pi - 1), \end{aligned} \quad (11)$$

где функция $E[x]$ – полный эллиптический интеграл второго рода. Складывая уравнения (9) и (11), получаем изменение полной энергии из-за синусоидального искривления поверхности

$$\Delta E_{\text{tot}} = \rho_{\text{He}} g a_{\text{He}}^2 (2E[2\pi i \xi^*]/\pi - 1 - 4\eta \xi^*), \quad (12)$$

где введена нормированная амплитуда волны $\xi^* \equiv \xi_0/l_R$, которая определяется минимизацией полной энергии (12). Видно, что положение минимума ξ_{\min}^* зависит только от параметра $\eta = l_R h / (4a_{\text{He}}^2)$, введенного в ур. (7). Заметим, что этот параметр постоянно возникает в нашей задаче. Зависимость $\xi_{\min}^*(\eta)$, полученная минимизацией ур. (12), показана на рис. 2 сплошной синей кривой. Она расходится при $\eta \rightarrow 1$. Таким образом, мы снова приходим к условию (5), определяющему максимальный период мо-

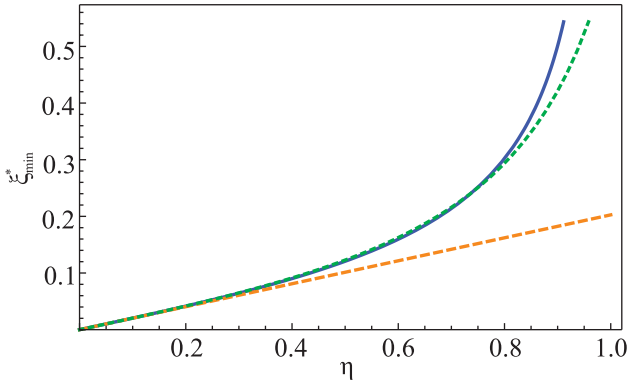


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость $\xi_{\min}^* \equiv \xi_0/l_R$ от параметра $\eta = l_R h / (4a_{\text{He}}^2)$, полученная минимизацией ур. (12) (сплошная синяя линия). Пунктирная оранжевая прямая показывает результат приближения $|\xi'(x)| \ll 1$. Точечная зеленая линия показывает аналитическую аппроксимацию из ур. (13)

дуляции шероховатости стенки. При $\eta < 0.8$ зависимость $\xi_{\min}^*(\eta)$ неплохо аппроксимируется аналитической формулой (см. рис. 2)

$$\xi_{\min}^*(\eta) \approx (2/\pi^2) \cdot \eta / [1 - 0.7\eta^2]. \quad (13)$$

Волна $\xi(x)$, определяемая ур. (8), не касается твердой стенки с треугольным профилем, как на рис. 1, при

$$h_R > h_R^{\min} \approx 2.3 \xi_0^{\min} \equiv 2.3 l_R \xi_{\min}^*(\eta). \quad (14)$$

Уравнение (14) и рис. 2 определяют минимальную глубину треугольного рельефа стенки, при котором она не касается свободной поверхности гелия нигде, кроме самых выступов при целом значении x/l_R . Это условие на h_R слабее полученного ранее условия (6) примерно в 2 раза, поскольку пленке гелия выгоднее иметь искривленную поверхность, описываемую ур. (8) с малой амплитудой ξ_0 , недостаточной, чтобы она касалась твердой стенки, чем абсолютно плоскую поверхность. Это смягчение условия (6) на глубину шероховатости h_R облегчает практическую реализацию такой стенки. Тем не менее условие (5) на период шероховатости остается без изменений.

Если бы мы изначально воспользовались условием $|\nabla \xi(\mathbf{r}_{\parallel})| \ll 1$, соответствующим $\xi_0 \ll l_R$, то получили бы линейную зависимость $\xi_{\min}^*(\eta) = \eta \cdot 2/\pi^2$, изображенную пунктирной оранжевой линией на рис. 2. Из рисунка 2 видно, что это линейное приближение применимо при $\eta < 0.4$, а при $\eta \rightarrow 1$ оно совсем нарушается.

Треугольная шероховатость стенки, изображенная на рис. 1, имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с прямоугольным профилем, изображенным на рис. 6 работы [37] и там рассмотренным.

Во-первых, треугольная стенка требуемых параметров будет намного менее хрупкая, чем прямоугольная. Она касается свободной поверхности гелия только в местах выступов при $x = x_n = l_R n$, где n – целое число. В этих точках толщина пленки гелия сокращается до величины $d_{\text{He}}^{\min} \sim 10$ нм. Однако, поскольку в этих точках производная $\xi'(x)|_{x=x_n} = 0$, при удалении от этих точек на величину $\Delta x = x - x_n$ толщина пленки растет линейно по Δx из-за линейной зависимости $\xi_W(\Delta x)$:

$$d_{\text{He}}(x) \approx d_{\text{He}}^{\min} + |x - x_n| \cdot (2h_R/l_R). \quad (15)$$

Если воспользоваться приближенной [37] квазиклассической формулой экспоненциального затухания волновой функции нейтрона внутри пленки гелия, то пленка гелия уменьшает поглощение нейтронов материалом стенки в точке x в

$$\gamma(x) = [\psi(0)/\psi(d_{\text{He}}(x))]^2 \sim \exp[-2\kappa_{\text{He}} d_{\text{He}}(x)] \quad (16)$$

раз, где $\kappa_{\text{He}} \approx \hbar/\sqrt{2m_n(V_0^{\text{He}} - E_{\text{kin}\perp})}$. Поскольку нормальная к стенке компонента скорости нейтрона в среднем дает только треть его полной кинетической энергии $\bar{E}_{\text{kin}\perp} \approx \bar{E}_{\text{kin}}/3 \approx V_0^{\text{He}}/5$, то усредненное значение $\bar{\kappa}_{\text{He}} \approx \hbar/\sqrt{2m_n(V_0^{\text{He}} - E_{\text{kin}\perp})} \approx 0.9\kappa_{0\text{He}}$. Для оценки среднего значения $\bar{\gamma}$ проинтегрируем выражение (16) по периоду l_R с функцией (15):

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &\approx \frac{2}{l_R} \int_0^{l_R/2} dx \exp[-2\bar{\kappa}_{\text{He}}(d_{\text{He}}^{\min} + 2xh_R/l_R)] = \\ &= \frac{\exp(-2\bar{\kappa}_{\text{He}}d_{\text{He}}^{\min})}{2\bar{\kappa}_{\text{He}}h_R} \approx \frac{0.3}{\kappa_{0\text{He}}h_R} \ll 1. \end{aligned} \quad (17)$$

Согласно этой оценке, чтобы уменьшить поглощение нейтронов стенкой в 100 раз, достаточно взять характерную глубину шероховатости $h_R > 30\kappa_{0\text{He}}^{-1} \approx 1$ мкм, а период $l_R < l_R^{\max}(h) \approx (h_{\max}/h) \cdot 5.6$ мкм. Таким образом, $h_R \ll l_R$, и такая шероховатость будет устойчивой к механическим нагрузкам. Это выгодно отличает предлагаемый треугольный от прямоугольного рельефа поверхности, рассмотренного в работе [37], где для уменьшения в сто раз поглощения нейтронов стенкой требовалось $h_R > l_R$, т.е. очень хрупкий рельеф стенки. Отметим, что дифракционные решетки с периодом $l_R \approx 4$ мкм и глубиной $h_R \approx 0.2$ мкм уже активно используются для рассеяния УХН [45, 46].

Во-вторых, предлагаемый треугольный профиль соответствует стандартным дифракционным решеткам, технология создания которых давно разработана и применяется в массовом производстве. Поэтому такая искусственная шероховатость может быть

легко создана²⁾. Методом электронно-лучевой литографии доступен намного меньший период дифракционной решетки $l_R \leq 100$ нм [47]. Таким образом, треугольный профиль делает практически реализуемой нашу идею о покрытии стенок ловушек УХН достаточно толстой пленкой сверхтекучего ^4He , используя шероховатость поверхности.

4. Другие методы. Для получения требуемой неровной/пористой поверхности ловушки, с целью ее дальнейшего покрытия пленкой гелия, могут быть использованы хорошо развитые методы *порошковой металлургии*. Простое прессование чистого порошкового бериллия мелкогабаритных марок при давлениях порядка 1.0–1.5 ГПа и температурах порядка 1000°C уже даст профиль поверхности, вполне пригодный для удержания жидкого гелия.

Кроме того, для покрытия стенок термоядерных реакторов уже в 1998 г. были разработаны эффективные методы получения чистого пористого бериллия [48]. При этом достигаются большие объемы бериллия с регулируемой однородной пористостью, составляющей от 10 до 70 %, и стопроцентной открытой пористостью [48].

Шероховатая поверхность ловушек УХН может быть получена также одним из стандартных методов спекания мелких частиц (пыли) из материала, слабо поглощающего нейтроны. Важным условием при этом является низкая концентрация примесных частиц.

Покрытие стенок ловушки УХН порошком алмазных наночастиц, часто используемым в экспериментах с УХН [49], также может дать необходимую шероховатость поверхности, чтобы сделать гелиевую пленку достаточно толстой.

Пленку сверхтекучего ^4He , защищающую нейтроны от поглощения в стенках ловушки, можно получить используя *тонкую металлическую проволоку*, замотанную (запутанную) таким образом, чтобы создать достаточно большую площадь поверхности S на единицу объема V , но при этом малую объемную долю $\phi_{\text{wire}} = V_{\text{wire}}/V$. Такая конструкция из запутанных проволок может быть подвешена сверху, чтобы свисать вниз благодаря силе тяжести. Материал проволоки лучше взять слабо поглощающим нейтроны, например, бериллий. Тогда незначительная объемная доля проволоки, $\phi_{\text{wire}} \sim 0.1$, полностью покрывая ^4He , не вызовет сильного поглощения нейтронов.

Если взять проволоку диаметром d и длиной L на единицу объема V , то площадь ее поверхности $S_{\text{wire}} = L\pi d$, а объем $V_{\text{wire}} = L\pi d^2/4$. Сверхтекучий ^4He из-за капиллярных эффектов будет подниматься по таким случайно запутанным проволокам на высоту h , определяемую равенством гравитационной и поверхностной энергии жидкого гелия: $hgV\rho_{\text{He}} \approx S\sigma_{\text{He}}$. Это накладывает ограничение на длину L и на объемную долю ϕ_{wire} проволоки

$$S = L\pi d > hgV\rho_{\text{He}}/\sigma_{\text{He}} = hV/a_{\text{He}}^2, \quad (18)$$

что соответствует

$$\phi_{\text{wire}} > hd/(4a_{\text{He}}^2). \quad (19)$$

Подставляя $h = h_{\text{max}} = 18$ см в ур. (19), получаем ограничение сверху на толщину проволоки

$$d < d_{\text{max}} \approx 4\phi_{\text{wire}}a_{\text{He}}^2/h_{\text{max}}. \quad (20)$$

Условие $\phi_{\text{wire}} \leq 0.1$ означает, что проволока должна быть тоньше $d_{\text{max}} \approx 0.56$ мкм. Если взять более сильное условие $\phi_{\text{wire}} \leq 0.01$, то $d_{\text{max}} \approx 14$ нм. Вероятно, создать такую тонкую проволоку достаточной суммарной длины технически сложнее, чем использовать треугольную неровность поверхности (дифракционную решетку), рассмотренную ранее. Запутанные отрезки проволоки намного меньшей толщины ~ 5 нм могут быть созданы путем слипания наночастиц в вихрях ^4He [50, 51], но этим методом сложно контролировать длину и концентрацию таких отрезков проволоки.

5. Заключение. Основным источником потерь УХН в материальных ловушках является поглощение нейтронов стенками ловушек. ^4He не поглощает нейтроны совсем, поэтому если покрыть стенки ловушки пленкой гелия, то время хранения УХН в такой ловушке может быть увеличено на порядки. Это возможно, поскольку скорость неупругого рассеяния УХН на поверхностных и объемных возбуждениях жидкого гелия оказывается достаточно малой при $T < 0.4$ К [52]. Однако пленка сверхтекучего гелия, покрывающая вертикальные поверхности из-за сил Ван-дер-Ваальса, имеет толщину всего $d_{\text{He}} \approx 10$ нм, что существенно меньше глубины проникновения $\kappa_{0\text{He}}^{-1} = \hbar/\sqrt{2m_n V_0^{\text{He}}} \approx 33.5$ нм нейтронов в ^4He . Поэтому такая пленка почти не защищает нейтроны от поглощения внутри стенки ловушки. В данной работе мы предлагаем технически несложный способ увеличения толщины пленки гелия, покрывающей внутреннюю поверхность ловушки УХН. Для этого нужно сделать стенки ловушки шероховатыми, например, в виде стандартной дифракционной

²⁾ Дифракционные решетки с периодом $l_R = 1$ мкм и размером 1.524×0.1524 м², соответствующими требуемым параметрам, доступны по цене \$20 на amazon.com. Решетки с треугольным профилем и намного меньшим периодом $l_R \geq 150$ нм доступны, например, на nilt.com.

решетки с треугольным профилем. Оценки необходимых параметров такой шероховатости показывают не только ее техническую реализуемость, но даже невысокую стоимость. Возможны разные методы получения такой шероховатой поверхности.

Работа поддержана госзадаанием # 0033-2019-0001 “Развитие теории конденсированного состояния вещества” и грантами Российского фонда фундаментальных исследований 19-02-01000 и 21-52-12027.

1. H. Abele, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **60**, 1 (2008); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641007000622>.
2. M. J. Ramsey-Musolf and S. Su, *Phys. Rep.* **456**, 1 (2008); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157307003894>.
3. D. Dubbers and M.G. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1111 (2011); <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1111>.
4. F.E. Wietfeldt and G.L. Greene, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1173 (2011); <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1173>.
5. M. Gonzalez-Alonso, O. Naviliat-Cuncic, and N. Severijns, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **104**, 165 (2019); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641018300735>.
6. B. Märkisch, H. Mest, H. Saul, X. Wang, H. Abele, D. Dubbers, M. Klopff, A. Petoukhov, C. Roick, T. Soldner, and D. Werder, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 242501 (2019); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.242501>.
7. J. Liu, M. P. Mendenhall, A. T. Holley et al. (UCNA Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **105**, 181803 (2010); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.181803>.
8. X. Sun, E. Adamek, B. Allgeier et al. (UCNA Collaboration), *Phys. Rev. C* **101**, 035503 (2020); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.035503>.
9. M. Pospelov and A. Ritz, *Ann. Physics* **318**, 119 (2005); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003491605000539>.
10. C. A. Baker, D.D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M.G.D. van der Grinten, P.G. Harris, P. Iaydjiev, S.N. Ivanov, D.J.R. May, J.M. Pendlebury, J.D. Richardson, D. Shiers, and K.F. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 131801 (2006); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.131801>.
11. A. P. Serebrov, E. A. Kolomenskiy, A. N. Pirozhkov et al. (Collaboration), *JETP Lett.* **99**, 4 (2014); <https://doi.org/10.1134/S0021364014010111>.
12. V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. K. Petukhov, H. Abele, S. Baeßler, F. J. Rueß, T. Stöferle, A. Westphal, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, and A. V. Strelkov, *Nature* **415**, 297 (2002); <https://doi.org/10.1038/415297a>.
13. T. Jenke, G. Cronenberg, J. Burgdörfer, L. A. Chizhova, P. Geltenbort, A. N. Ivanov, T. Lauer, T. Lins, S. Rotter, H. Saul, U. Schmidt, and H. Abele, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 151105 (2014); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.151105>.
14. V. V. Voronin, I. A. Kuznetsov, and D. D. Shapiro, *JETP Lett.* **107**, 1 (2018).
15. V. V. Voronin, V. V. Fedorov, and D. D. Shapiro, *JETP Lett.* **112**, 597 (2020).
16. A. P. Serebrov, V. E. Varlamov, A. G. Kharitonov, A. K. Fomin, Y. N. Pokotilovski, P. Geltenbort, I. A. Krasnoschekova, M. S. Lasakov, R. R. Taldaev, A. V. Vassiljev, and O. M. Zherebtsov, *Phys. Rev. C* **78**, 035505 (2008); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.035505>.
17. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. V. Nesvizhevsky, Y. Panin, and A. Strepetov, *Phys. Lett. B* **745**, 79 (2015); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315002646>.
18. A. P. Serebrov, E. A. Kolomenskiy, A. K. Fomin et al. (Collaboration), *JETP Lett.* **106**, 623 (2017); <https://doi.org/10.1134/S0021364017220143>.
19. A. P. Serebrov, E. A. Kolomenskiy, A. K. Fomin et al. (Collaboration), *Phys. Rev. C* **97**, 055503 (2018); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.055503>.
20. R. Golub, D. Richardson, and S. K. Lamoreaux, *Ultra-Cold Neutrons*, CRC Press, Boca Raton (1991); <https://doi.org/10.1201/9780203734803>.
21. V. K. Ignatovich, *The Physics of Ultracold Neutrons*, Clarendon Press, Oxford (1990); <https://isbsearch.org/isbn/0198510152>.
22. V. K. Ignatovich, *Phys.-Uspekhi* **39**, 283 (1996); <https://doi.org/10.1070/pu1996v039n03abeh000138>.
23. R. W. Pattie, N. B. Callahan, C. Cude-Woods et al. (Collaboration), *EPJ Web Conf.* **219**, 03004 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921903004>.
24. P. R. Huffinan, C. R. Brome, J. S. Butterworth, K. J. Coakley, M. S. Dewey, S. N. Dzhosyuk, R. Golub, G. L. Greene, K. Habicht, S. K. Lamoreaux, C. E. H. Mattoni, D. N. McKinsey, F. E. Wietfeldt, and J. M. Doyle, *Nature* **403**, 62 (2000); <https://doi.org/10.1038/47444>.
25. K. K. H. Leung, P. Geltenbort, S. Ivanov, F. Rosenau, and O. Zimmer, *Phys. Rev. C* **94**, 045502 (2016); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.045502>.
26. A. Steyerl, K. K. H. Leung, C. Kaufman, G. Müller, and S. S. Malik, *Phys. Rev. C* **95**, 035502 (2017); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.035502>.

27. V.F. Ezhov, A.Z. Andreev, G. Ban, B.A. Bazarov, P. Geltenbort, A.G. Glushkov, V.A. Knyazkov, N.A. Kovrizhnykh, G.B. Krygin, O. Naviliat-Cuncic, and V.L. Ryabov, *JETP Lett.* **107**, 671 (2018); <https://doi.org/10.1134/S0021364018110024>.
28. R.W. Pattie, N.B. Callahan, C. Cude-Woods et al. (Collaboration), *Science* **360**, 627 (2018); <https://science.sciencemag.org/content/360/6389/627>; <https://science.sciencemag.org/content/360/6389/627.full.pdf>.
29. J. S. Nico, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, F. E. Wietfeldt, X. Fei, W. M. Snow, G. L. Greene, J. Pauwels, R. Eykens, A. Lamberty, J. V. Gestel, and R. D. Scott, *Phys. Rev. C* **71**, 055502 (2005); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.055502>.
30. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 222501 (2013); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.222501>.
31. K. Hirota, G. Ichikawa, S. Ieki et al. (Collaboration), *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020**(12), 123C02 (2020); <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa169> (2020); <https://academic.oup.com/ptep/articlepdf/2020/12/123C02/35931162/ptaa169.pdf>.
32. A. P. Serebrov, *Phys.-Uspekhi* **62**, 596 (2019).
33. A. P. Serebrov, M. E. Chaikovskii, G. N. Klyushnikov, O. M. Zherebtsov, and A. V. Chechkin, *Phys. Rev. D* **103**, 074010 (2021); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.074010>.
34. S. Rajendran and H. Ramani, *Phys. Rev. D* **103**, 035014 (2021); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.035014>.
35. R. C. Bokun, *Sov. J. Nucl. Phys.* **40**, 287 (1984); <https://inis.iaea.org/search/searchsinglerecord.aspx?recordsFor=SingleRecord&RN=16073419>.
36. V. P. Alfimenkov, V. K. Ignatovich, L. P. Mezhov-Deglin, V. I. Morozov, A. V. Strelkov, and M. I. Tsulaja, *Communications of Joint Institute for Nuclear Research, Dubna preprint (in Russian)* P3-2009-197 (2009); [http://www1.jinr.ru/Preprints/2009/197\(P3-2009-197\).pdf](http://www1.jinr.ru/Preprints/2009/197(P3-2009-197).pdf).
37. P. D. Grigoriev and A. M. Dyugaev, <https://arxiv.org/abs/2108.11246>, arXiv:2108.11246 [physics.ins-det].
38. K. R. Atkins and W. L. Bragg, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **203**, 119 (1950); <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1950.0129>.
39. E. J. Burge, L. C. Jackson, and N. F. Mott, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **205**, 270 (1951); <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1951.0029>.
40. R. Bowers, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **44**, 1309 (1953); <https://doi.org/10.1080/1478644120852040>.
41. K. Atkins, *Progress in Low Temperature Physics* **2**, 105 (1957); <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079641708601031>.
42. E. S. Sabisky and C. H. Anderson, *Phys. Rev. A* **7**, 790 (1973); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.7.790>.
43. D. B. Crum, D. O. Edwards, and R. E. Sarwinski, *Phys. Rev. A* **9**, 1312 (1974); <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.9.1312>.
44. A. C. Ham and L. C. Jackson, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **45**, 1084 (1954); <https://doi.org/10.1080/14786441008520528>.
45. G. V. Kulin, A. I. Frank, S. V. Goryunov, P. Geltenbort, M. Jentschel, V. A. Bushuev, B. Lauss, P. Schmidt-Wellenburg, A. Panzarella, and Y. Fuchs, *Phys. Rev. A* **93**, 033606 (2016).
46. G. V. Kulin, A. I. Frank, M. A. Zakharov, S. V. Goryunov, V. A. Bushuev, A. Panzarella, P. Geltenbort, and M. Jentschel, *JETP* **129**, 806 (2019).
47. Y. Bourgin, Y. Jourlin, O. Parriaux, A. Talneau, S. Tonchev, C. Veillas, P. Karvinen, N. Passilly, A. R. Md Zain, R. M. De La Rue, J. van Erps, and D. Troadec, *Opt. Express* **18**, 10557 (2010); <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-18-10-10557>.
48. Ю. Е. Маркушин, М. И. Солонин, В. В. Горлевский, В. А. Горохов, Д. А. Давыдов, Г. Н. Николаев, *Способ получения изделий из пористого бериллия*. РФ патент # RU2106931C1 (1998); <http://www.freepatent.ru/patents/2106931>.
49. V. Nesvizhevsky, R. Cubitt, E. Lychagin, A. Muzychka, G. Nekhaev, G. Pignol, K. Protasov, and A. Strelkov, *Materials* **3**, 1768 (2010); <https://www.mdpi.com/1996-1944/3/3/1768>.
50. E. B. Gordon, A. V. Karabulin, V. I. Matyushenko, V. D. Sizov, and I. I. Khodos, *Laser Phys. Lett.* **12**, 096002 (2015); <https://doi.org/10.1088/1612-2011/12/9/096002>.
51. А. В. Карабулин, М. И. Кулиш, В. И. Матюшенко, Б. М. Смирнов, Э. Е. Сон, А. Г. Храпак, *Теплофизика высоких температур* **59**, 337 (2021).
52. P. D. Grigoriev, O. Zimmer, A. D. Grigoriev, and T. Ziman, *Phys. Rev. C* **94**, 025504 (2016).