

которая выгодно отличалась бы от пучкового (нейтронно-оптического) варианта постановки такого эксперимента, поскольку измеряемые смещения траектории или набеги фаз в электрическом поле автоматически "замазываются" при хаотическом движении газа УХН в ловушках.

Первые эксперименты по хранению УХН показали сравнительно малое время удержания, что связано с большим поглощением УХН в стенках. Попытки принципиально избавиться от таких потерь были предприняты в магнитных ловушках, где УХН вообще "не видят" вещества стенок, а полное отражение от стенок происходит из-за отталкивания магнитного момента нейтрона μ от градиента магнитного поля B на стенке: $E_{\text{УХН}} = mv^2/2 = \pm\mu B$. В первой реализованной гравимагнитной бутылке УХН была продемонстрирована принципиальная возможность такого метода удержания, когда снизу нейтроны отражаются от магнитного поля, а сверху — от гравитационного поля Земли. Однако время хранения УХН в такой бутылке составило ~ 35 с и не превысило время хранения, достигнутое в то время в бутылках из какого-либо материала [21]. Ловушка несколько больших размеров, созданная по такой же схеме, тоже не оправдала ожиданий. Время хранения УХН в ней не превысило ~ 300 с и было еще очень далеко от времени распада нейтрона [22]. Сверхпроводящая тороидальная магнитная ловушка для хранения нейтронов (с несколькими большими скоростями, чем скорости УХН) показала время хранения ~ 900 с, но только на некоторых орбитах, доля которых была очень незначительна в общем потоке удерживаемых в ловушке нейтронов, для которого время хранения было намного меньше [23]. После неудачных опытов с громоздкими гравимагнитными ловушками приятной неожиданностью в последнее время стал результат гатчинской группы, которая получила время хранения ~ 900 с в простой маленькой ловушке, собранной из мощных постоянных магнитов.

Перспективными являются и прикладные исследования с хранением УХН, особенно в области физики поверхности. УХН хорошо "видят" только атомы на поверхности, так как они всю свою жизнь проводят в полете в вакууме между отражениями (где они не поглощаются) и в поверхностном слое вещества толщиной ~ 150 Å. В настоящее время проведены эксперименты по элементному анализу поверхности с использованием реакций (n, α) и (n, γ) , по изучению динамики тепловых колебаний поверхностных атомов с возможностью сканирования по глубине вещества в диапазоне от 0 до 300 Å. Интересна и уникальная возможность изучения возбуждений в сверхтекучих пленках ${}^4\text{He}$ по неупругому рассеянию (нагреву) УХН на этих пленках.

Начиная с первых экспериментов, все наблюдения показывают то, что время удержания УХН намного меньше теоретического значения. Максимально достижимое число последовательных ударов УХН о стенку ловушки из бериллия оказалось в 100 раз (а для стенки ловушки из твердого кислорода в 1000 раз) меньше расчетного. Природа этого расхождения до сих пор до конца не понята [24]. Вероятно, аномальные потери УХН связаны с недавно наблюдавшимся процессом квазиупругого рассеяния УХН на стенках ловушек из разных материалов с вероятностью $\sim 10^{-7}$ на один удар, при котором энергия УХН увеличивается почти вдвое [25, 26]. С вероятностью, на порядок меньшей, наблюдались

и процессы дальнейшего охлаждения УХН на стенке, температура которой (300 К) на шесть порядков больше температуры, соответствующей энергии УХН (10^{-3} К). Такие процессы в принципе не запрещены, но их интенсивность оказалась на 5–6 порядков больше. Опытным путем показано, что наблюдаемое явление вызвано неупругим рассеянием УХН на слабо связанных с поверхностью очень маленьких частицах с атомной массой $\sim 10^7$, находящихся в состоянии теплового движения, соответствующего температуре стенки. Такие наночастицы можно разглядеть способами современной микроскопии, однако пока не видно других методик, кроме УХН, способных исследовать динамику поверхностных наночастиц.

Список литературы

1. Rutherford E *Proc. R. Soc. London Ser. A* **97** 395 (1920); Резерфорд Э *Избранные научные труды. Строение атома и искусственное превращение элементов* (Под ред. Г И Флерова) (М.: Наука, 1972) с. 312
2. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959)
3. Ферми Э *Научные труды* Т. 1 (М.: Наука, 1971) с. 611
4. Антонов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 387 (1976)
5. Ферми Э *Лекции по атомной физике* (М.: ИЛ, 1952) с. 92
6. Владимирский В В *ЖЭТФ* **39** 1062 (1960)
7. Foldy L L, in *Preludes in Theoretical Physics, in Honor of V F Weisskopf* (Eds A de-Shalit, H Feshbach, L van Hove) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1966) p. 205
8. Гуревич И И, Тарасов Л В *Физика нейтронов низких энергий* (М.: Наука, 1965) с. 287
9. Christ J, Springer T *Nukleonik* **4** 23 (1962)
10. Steyerl A, Trüstedt W-D *Z. Phys.* **267** 379 (1974)
11. Лушиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969)
12. Шапиро Ф Л *УФН* **95** 145 (1968)
13. Schuster M, Carlile C J, Rauch H Z. *Phys. B* **85** 49 (1991)
14. Golub R, Lamoreaux S K *Ultra-Cold Neutrons* (Bristol: Adam Hilger, 1991) p. 55
15. Багрянов Б В и др. *ЯФ* **62** 844 (1999)
16. Шапиро Ф Л *ЭЧАЯ* **2** 975 (1972)
17. Malik S S et al. *Phys. Lett. A* **260** 328 (1999)
18. Harris P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 904 (1999)
19. Golub R, Lamoreaux S K *Phys. Rep.* **237** 1 (1994)
20. Мостовой Ю А, Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **166** 987 (1996)
21. Косвинцев Ю Ю, Кушнир Ю А, Морозов В И *Письма в ЖЭТФ* **23** 135 (1976)
22. Абов Ю Г и др. *ЯФ* **38** 122 (1983)
23. Kügler K-J et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **228** 240 (1985)
24. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 92 (1992)
25. Несвижевский В В *ЯФ* **65** 426 (2002); Лычагин Е В и др. *ЯФ* **65** 2052 (2002)
26. Бондаренко Л Н и др. *ЯФ* **65** 13 (2002)

PACS numbers: 03.65.Ta, 03.75.Be, **28.20.** – v

Исследование квантовых состояний нейтронов в гравитационном поле Земли над зеркалом

В.В. Несвижевский

1. Введение

Квантовая механика предполагает, что элементарная частица или любой другой материальный объект находится в связанных квантовых состояниях в достаточно глубокой потенциальной яме независимо от природы

удерживающего потенциала. Это означает, что набор величин разрешенных энергий определен массой частицы и формой удерживающего ее потенциала, а вероятность нахождения частицы в любой точке пространства равна квадрату модуля ее собственной волновой функции в соответствующем квантовом состоянии в этой точке пространства. А удерживающий частицу потенциал может быть любым из четырех известных типов: электромагнитным, сильным, слабым или гравитационным. Естественным примером квантовых состояний материи в электромагнитном поле являются состояния электронов в атомах [1], а в сильном ядерном поле — состояния нейтронов и протонов в ядрах [2]. Наблюдение аналогичного явления в гравитационном поле осложнено чрезвычайной слабостью гравитационного взаимодействия в лабораторных условиях. Однако оно все-таки возможно, если гравитационное поле Земли создает одну из стенок потенциальной ямы, а второй ее стенкой является горизонтальное зеркало, отражающее частицу и тем самым ограничивающее область, в которой она может двигаться. Уравнение Шрёдингера, описывающее квантовые состояния частицы с массой m , движущейся в гравитационном поле Земли с ускорением свободного падения g над идеальным горизонтальным зеркалом решено аналитически в учебниках по квантовой механике [3–7] и исследовано теоретически во многих работах, например, в [8–10]. Для макроскопических объектов в обычных условиях соответствующие квантовые эффекты пренебрежимо малы, однако они могут быть существенны для тел с малой массой: для элементарных частиц [11], в частности для нейтронов [12, 13], или для атомов [14, 15]. Для заряженных частиц доминирующим взаимодействием является электромагнитное, что делает эксперимент по наблюдению их квантовых состояний в гравитационном поле практически неосуществимым. Измерения же с нейтронами и с нейтральными атомами принципиально возможны, хотя и затруднены многими методическими факторами, как, например, чрезвычайно малой плотностью в фазовом пространстве нейтронов достаточно низкой энергии (эффективная температура нейтронов в нижнем квантовом состоянии ~ 20 нК!) или трудностью создания идеального зеркала для нейтральных атомов. Метод измерения квантовых состояний нейтральных атомов в гравитационном поле разрабатывался, например, в работах [14–18], использующих в качестве зеркала для атомов стоячую лазерную волну [19–21], экспоненциально затухающую на границе раздела двух сред, или градиент магнитного поля от периодически расположенных проводников, по которым ток течет по встречным направлениям в каждой соседней паре [18]. Схема эксперимента с нейтронами была предложена в работах [12, 13]. На основе развития идеи этого эксперимента [18] в институте Лауэ–Ланжевена был построен прецизионный гравитационный спектрометр нейтронов [22], первое измерение с которым позволило обнаружить низшее стационарное квантовое состояние нейтронов в гравитационном поле Земли [24–26] над зеркалом. В этом эксперименте измерялось пропускание нейтронов сквозь узкий зазор между горизонтальным зеркалом снизу и рассеивателем/поглотителем сверху (для краткости будем называть его далее просто рассеивателем). Такой зазор был непрозрачен для нейтронов, если его размер был меньше высоты, приблизительно равной

характерному размеру волновой функции нейтрона в нижнем квантовом состоянии. Эта работа явилась первым экспериментальным наблюдением квантового состояния материи в потенциальной яме, образованной гравитационным полем. Родственное явление сдвига фазы нейтронов под действием гравитационного поля Земли было измерено при помощи нейтронного интерферометра в работе [27]. Другие схемы наблюдения квантовых эффектов, связанных с движением нейтронов в гравитационном поле, обсуждались, например, в работах [28–30]. Наиболее удобной методически частью нейтронного спектра в таких экспериментах обычно являются ультрахолодные нейтроны (УХН) со скоростью ~ 5 м с⁻¹ и энергией $\sim 10^{-7}$ эВ, самая мягкая часть нейтронного спектра в источниках холодных нейтронов. УХН интенсивно используются в фундаментальной физике с первых экспериментов в Дубне по их хранению в ловушках [31], что обусловило значительный прогресс в этой области за прошедшие 35 лет в методах их спектрометрии и детектирования, в знании особенностей их взаимодействия с веществом. В заметной части работ с УХН использовался канал [32] УХН высокопоточного реактора Института Лауэ–Ланжевена в Гренобле. Свойства УХН и области их применения представлены в многочисленных публикациях, например, в работах [33–35].

В настоящем докладе представлен эксперимент, в котором изучается явление квантования состояний нейтронов в гравитационном поле Земли над горизонтальным зеркалом, измеренное ранее в работах [24–26]. Полное и подробное изложение результатов этого эксперимента и их анализ будут опубликованы позднее [36]. Здесь мы лишь перечислим основные задачи этого эксперимента и способы их решения, а подробно остановимся только на одном методе [22], заключающемся в непосредственном измерении пространственного распределения плотности нейтронов в квантовых состояниях в гравитационном поле Земли над зеркалом при помощи позиционно-чувствительного детектора высокого пространственного разрешения [23].

2. Общая схема эксперимента

Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве детектора нейтронов использовался либо низкофоновый счетчик нейтронов, как в работе [24, 25], либо позиционно-чувствительный детектор с пространствен-

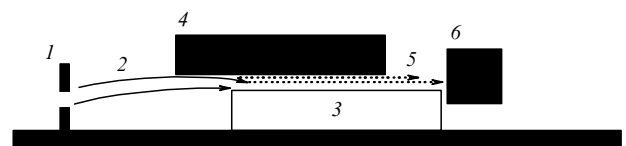


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента. Слева направо: вертикальными сплошными отрезками показаны верхняя и нижняя пластины входного коллиматора (1); сплошные стрелки соответствуют классическим параболическим траекториям нейтронов (2) на промежутке от коллиматора до входа в зазор между зеркалом (3, светлый прямоугольник снизу) и рассеивателем (4, черный прямоугольник сверху). Пунктирные горизонтальные стрелки иллюстрируют квантовое движение нейтронов над зеркалом (5), а черный квадрат — детектор нейтронов (6). Величина зазора между зеркалом и рассеивателем может быть изменена и измерена.

ным разрешением 1–2 мкм [23]. В первом случае эксперимент заключается в измерении потока нейтронов, проникающих сквозь зазор между зеркалом и рассеивателем, в зависимости от величины этого зазора, которая может быть плавно изменена и точно измерена. Во втором случае пространственное распределение вероятности обнаружения нейтрона в квантовых состояниях над зеркалом измеряется непосредственно при помощи позиционно-чувствительного детектора.

Поток нейтронов на входе в экспериментальную установку (слева на рис. 1) однороден по высоте и изотропен по углам в диапазонах, превышающих на порядок величины размер зазора и угловой аксептанс спектрометра. Спектр горизонтальных составляющих скорости нейтронов задается при помощи входного коллиматора, обе пластинки которого могут быть независимо друг от друга установлены на требуемую высоту. Детектор измеряет поток нейтронов на выходе из спектрометра.

В идеализированном случае горизонтальное и вертикальное движения нейтронов независимы. Это справедливо, если отражение нейтронов от зеркала не перемешивает горизонтальную и вертикальную составляющие их скорости, если влиянием рассеивателя на движение нейтронов, проникающих сквозь зазор, можно пренебречь и если на нейтрон действуют только гравитационное поле Земли и отражающий потенциал зеркала, а влиянием остальных сил можно пренебречь. В этом случае горизонтальное движение нейтронов подчинено классическим законам (со средней скоростью $\sim 5 \text{ м с}^{-1}$), а вертикальное движение — квантовое, с вертикальной составляющей скорости несколько сантиметров в секунду и энергией, соответствующей вертикальному движению, равной несколько пэВ (10^{-12} эВ). Степень справедливости каждого из этих условий не очевидна заранее и должна быть проверена экспериментально.

В квазиклассическом приближении [3–7], которое выполняется с высокой точностью в настоящей задаче, энергия нейтрона в квантовых состояниях E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$), в соответствии с формулой Бора–Зоммерфельда, равна

$$E_n \cong \sqrt[3]{\left(\frac{9m}{8}\right) \left[\pi \hbar g \left(n - \frac{1}{4}\right)\right]^2}. \quad (1)$$

Как видно из (1), величина энергии зависит только от массы нейтрона m , ускорения свободного падения g постоянной Планка $\hbar = 6,6 \times 10^{-16} \text{ эВ с}$ и не зависит от параметров зеркала, представляющего из себя бесконечно высокую и резкую потенциальную ступеньку относительно характерных параметров задачи. Для сравнения, энергия нейтронов в нижнем квантовом состоянии $\sim 10^{-12} \text{ эВ}$ много меньше ферми-потенциала зеркала $\sim 10^{-7} \text{ эВ}$, а область нарастания ферми-потенциала $\sim 1 \text{ нм}$ много короче длины волны нейтрона в нижнем квантовом состоянии $\sim 10 \text{ мкм}$. Строгое решение соответствующего уравнения Шрёдингера приведено, например, в работах [3–7]. Точное выражение для значений энергии E_n , в отличие от (1), записывается с использованием специальных функций Эйри и поэтому более громоздко, однако оно обладает тем же свойством: зависит только от значений m , g , \hbar , n . Уровни энергии E_n соответствуют решениям следующего урав-

нения:

$$\text{Ai}\left(-\frac{\sqrt[3]{2}}{\sqrt[3]{mg^2\hbar^2}} E\right) = 0, \quad (2)$$

где $\text{Ai}(\dots)$ — функция Эйри.

Собственная волновая функция нейтрона $\psi_n(z)$ в n -м квантовом состоянии на высоте z равна [3–7]:

$$\psi_n(z) = C_n \text{Ai}\left(\frac{z}{z_0} - \alpha_n\right), \quad (3)$$

где $\text{Ai}(z/z_0 - \alpha_n)$ — функция Эйри, $z_0 = \sqrt[3]{\hbar^2/2m^2g} = 5,87 \text{ мкм}$ — характерный масштаб квантовых состояний, α_n — корни функции Эйри $\text{Ai}(-\alpha)$, а коэффициент $C_n = (z_0 \int_{-\alpha_n}^{\infty} \text{Ai}(\xi)^2 d\xi)^{-1/2}$.

В обоих рассмотренных случаях — при измерении полного потока нейтронов сквозь щель между зеркалом и рассеивателем и при непосредственном измерении пространственного распределения нейтронной плотности — мы имеем дело с волновыми функциями нейтронов в квантовых состояниях, а не с энергиями этих квантовых состояний.

3. Особенности и задачи эксперимента

Основные задачи настоящего эксперимента заключались в разносторонней проверке отсутствия возможных систематических ошибок, а также в изучении областей применения как самого явления квантования нейтронов в гравитационном поле над зеркалом, так и разрабатываемого метода нейтронной спектрометрии сверхвысокого разрешения в области пикоэлектронвольт. Как экспериментальная установка, так и метод измерения были аналогичны тем, что использовались ранее [24–26]. Поэтому мы лишь назовем основные отличия последнего измерения, а детали самого эксперимента могут быть найдены в предыдущих публикациях.

Точность механического позиционирования рассеивателя над зеркалом в первом эксперименте [24, 25] была адекватна решаемой задаче, так как позволила установить наличие нижнего квантового состояния нейтронов в потенциальной яме, образованной гравитационным полем Земли и зеркалом, однако дальнейшее улучшение приборного разрешения спектрометра и увеличение точности измерения потребовало ее усовершенствования. В настоящем эксперименте расстояние между зеркалом и рассеивателем измерялось более точным емкостным методом. Несколько металлических электродов были нанесены на стеклянную плоскую поверхность нижнего зеркала. Верхним электродом служило сплошное металлическое покрытие нижней шероховатой поверхности рассеивателя. Расстояние между электродами однозначно, с точностью до нескольких ангстрем, связано с величиной емкости, образованной электродами, что обеспечивает высокую воспроизводимость измерения и отсутствие так называемых дифференциальных ошибок при выставлении расстояний (емкость — монотонная плавная функция расстояния). Для устранения так называемых интегральных ошибок, в первую очередь возможного сдвига в определении нулевой высоты рассеивателя над зеркалом, мы разрабатываем методы независимой калибровки расстояний. Новое,

более прецизионное измерение пропускания нейтронов сквозь щель между зеркалом и рассеивателем в зависимости от размера этой щели подтвердило выводы работ [24, 25] о наличии нижнего квантового состояния нейтронов в гравитационном поле Земли над зеркалом и не выявило заметных систематических ошибок в первом эксперименте, связанных с системой позиционирования.

Мы рассмотрели как теоретически, так и экспериментально факторы, определяющие разрешение нашего спектрометра. Предложено несколько разных способов модельного описания зависимости счета детектора от величины зазора между зеркалом и рассеивателем:

1. Модель, предполагающая, что потеря нейтрона в рассеивателе есть результат его туннелирования из классически разрешенной области над зеркалом в рассеиватель сквозь гравитационный потенциальный барьер.

2. Модель, рассматривающая рассеиватель как комплексный потенциал с большой мнимой частью, ответственной за потерю нейтронов.

3. Модель невозмущенных волновых функций нейтронов, в которой вероятность уничтожения нейтрона в квантовом состоянии пропорциональна невозмущенной рассеивателем вероятности нахождения нейтрона на высоте рассеивателя.

4. Модель, предполагающая квантовомеханическое решение для волновых функций нейтронов в квантовых состояниях, и классическое выражение для вероятности незеркального отражения нейтронов от шероховатого поглотителя.

Разрабатываются более изощренные и точные теоретические описания. При кажущемся значительном различии этих моделей они дают почти совпадающие предсказания для зависимости пропускания нейтронов сквозь щель между зеркалом и рассеивателем от размера этой щели. Дело в том, что эффективность рассеивателя достаточно высока для того, чтобы уничтожить квантовые состояния, практически не возмущая соответствующих волновых функций, которые точно известны и определяются только гравитационным полем Земли и зеркалом. Более того, если эффективность рассеивателя достаточно высока, то пропускание нейтронов сквозь щель между зеркалом и рассеивателем слабо зависит от точного значения эффективности.

Таким образом, как с точки зрения надежности и точности теоретического описания задачи, так и с точки зрения увеличения разрешения нашего спектрометра задача сводится к увеличению эффективности рассеивателя. С этой целью мы сравнили разные типы рассеивателей и поглотителей. Измерение показало, что их поглощающие свойства большого значения не имеют: их принцип действия основан в первую очередь на рассеянии нейтронов в незеркальном направлении (и последующей их потере вследствие многократно увеличившейся частоты их ударов о зеркало и поглотитель). Если при этом амплитуда шероховатостей рассеивателя сравнима с длиной волны нейтронов в квантовом состоянии (несколько микрон) или больше нее, то эффективность рассеивателя велика и приближается к единице в квазиклассическом приближении.

Кроме этого, мы изучили качество зеркал и оценили время хранения нейтронов в квантовых состояниях, что важно для изучения возможности применения "накопительного" метода, предусматривающего длительное

удержание нейтронов в закрытой зеркальной ловушке и их резонансный переборс из одного квантового состояния в другое, например, при помощи метода осцилляций отражающей поверхности, по аналогии с работой [37], или даже при помощи вариации гравитационного поля за счет осцилляции массы вблизи от экспериментальной установки. В проведенном эксперименте время хранения нейтронов в квантовом состоянии составляло, по крайней мере, 10–100 характерных квантовомеханических интервалов $\hbar/E_1 = 0,5$ мс, где $E_1 = 1,4$ пэВ — энергия нижнего квантового состояния. Это означает, что время хранения достаточно велико для простейших экспериментов с квантовыми состояниями, но должно быть значительно улучшено для прецизионных измерений.

Такой прецизионный эксперимент мог бы быть использован, например, для проверки электронейтральности нейтрона; для проверки слабого принципа эквивалентности, применительно к движению квантовой частицы [38, 39] или для поиска гипотетических дополнительных короткодействующих фундаментальных взаимодействий [40–45], наличие которых привело бы к нарушению слабого принципа эквивалентности. Если бы между нейтроном и зеркалом существовало достаточно сильное дополнительное взаимодействие, то параметры квантовых состояний были бы деформированы: энергии сдвинуты, а волновые функции искажены. Сам факт существования квантовых состояний нейтронов в гравитационном поле Земли над зеркалом, т.е. отсутствие искажений потенциала, в котором находится нейтрон, сравнимых с гравитационным потенциалом, позволяет ограничить интенсивность дополнительного короткодействующего потенциала на характерном расстоянии 1 нм–10 мкм. При этом на характерном расстоянии в несколько нанометров это ограничение немного лучше полученного в других экспериментах. Последовательный анализ этой задачи и возможности дальнейшего его улучшения представлены в работе [46].

4. Измерение вероятности обнаружения нейтрона над зеркалом при помощи позиционно-чувствительного детектора

Один из путей развития этого эксперимента предполагает использование позиционно-чувствительных детекторов высокого пространственного разрешения, развиваемых специально для этой задачи.

Непосредственное измерение пространственного распределения плотности в стоячей нейтронной волне над зеркалом предпочтительнее ее исследования при помощи перемещаемого по высоте рассеивателя. Первый метод — дифференциальный, так как он позволяет измерять одновременно вероятность нахождения нейтронов на всех высотах, представляющих интерес. Вторым методом — интегральный, поскольку информация о вероятности нахождения нейтронов на определенной высоте получается, по сути дела, вычитанием величин потоков нейтронов, измеренных при двух близких значениях высоты рассеивателя. Очевидно, дифференциальный метод много чувствительнее интегрального метода, и позволяет много быстрее получить желаемую статистическую точность, что особенно важно при крайне низкой счетности в этом эксперименте, даже несмотря на использование самого высокого доступного сегодня потока УХН. Кроме того, рассеиватель, используемый

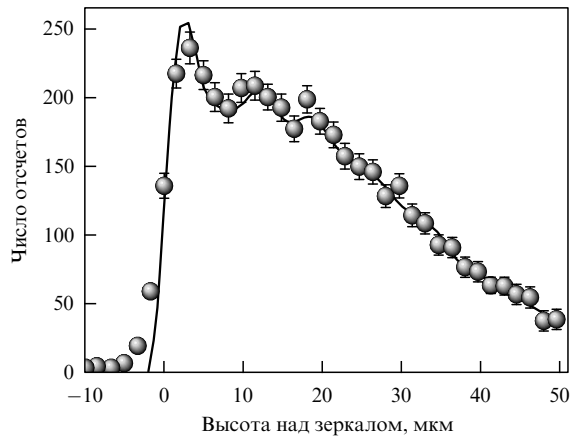


Рис. 2. Предварительный результат измерения вероятности нахождения нейтрона над зеркалом в гравитационном поле, полученный при помощи ядерного трекового пластикового детектора с тонким урановым покрытием, обладающего высоким пространственным разрешением. По оси абсцисс — высота над зеркалом z в микронах (нулевая высота фитировалась из экспериментальных данных). По оси ординат — количество событий в соответствующем интервале высот. Сплошная линия — теоретическое ожидание в предположении идеального пространственного разрешения детектора.

в интегральном методе, неизбежно искажает измеряемые квантовые состояния, деформируя собственные волновые функции и сдвигая значения энергий квантовых состояний. Конечная точность учета этих искажений приводит к систематическим погрешностям, в конечном итоге ограничивая достижимую точность измерения параметров квантовых состояний. По этим и другим причинам использование позиционно-чувствительного детектора для прямого измерения вероятности нахождения нейтронов над зеркалом очень привлекательно. Однако нейтронного детектора с позиционным разрешением ~ 1 мкм, необходимого для этого эксперимента, не существовало. Поэтому потребовалось разработать такой детектор и метод измерения: пластиковый трековый ядерный детектор (CR39) с тонким урановым

покрытием ($^{235}\text{UF}_4$), описанный в работе [23]. Размеры треков от вхождения в пластиковый детектор одного из ядер, образующихся при делении нейтроном ядра ^{235}U , увеличивались до диаметра ~ 1 мкм методом химического проявления пластика в растворе щелочи. Сканирование поверхности проявленного детектора производилось при помощи оптического микроскопа на участке несколько сантиметров с точностью ~ 1 мкм. Чувствительный слой ^{235}U достаточно тонок (< 1 мкм) для того, чтобы координаты вхождения нейтрона в урановый слой практически совпадали с координатами вхождения дочернего ядра в пластик. С другой стороны, чувствительный слой достаточно велик для того, чтобы обеспечить значительную эффективность регистрации УХН ($\sim 30\%$). Метод измерения и предварительный анализ результатов представлены в работе [47] и будут детально рассмотрены в последующих публикациях. Сейчас мы только продемонстрируем возможность этого метода и обсудим предварительный результат (рис. 2) первого непосредственного измерения нейтронной плотности над зеркалом с пространственным разрешением 1–2 мкм [48]. На рисунке 2: 1) волновые функции нейтронов в квантовых состояниях известны (формула (3)); заселенности квантовых уровней, измеренные при помощи позиционно-чувствительного детектора, совпадают с результатом независимого измерения методом двух рассеивателей [36]; 2) пространственное разрешение детектора на рис. 2 предполагается идеально высоким; нулевая высота над зеркалом определялась подбором из экспериментальных данных. Из сравнения экспериментальных данных с теоретическим ожиданием на рис. 2 видно, что: 1) измеренное распределение плотности нахождения нейтронов над зеркалом в целом хорошо соответствует теоретическому ожиданию; 2) пространственное разрешение детектора можно оценить, например, используя наиболее резкий участок зависимости вблизи нулевой высоты. Оно составляет $\sim 1,5$ мкм; 3) даже относительно небольшая вариация нейтронной плотности $\sim 10\%$, ожидаемая для смеси нескольких квантовых состояний, использованной в настоящем эксперименте, может быть измерена этим методом.

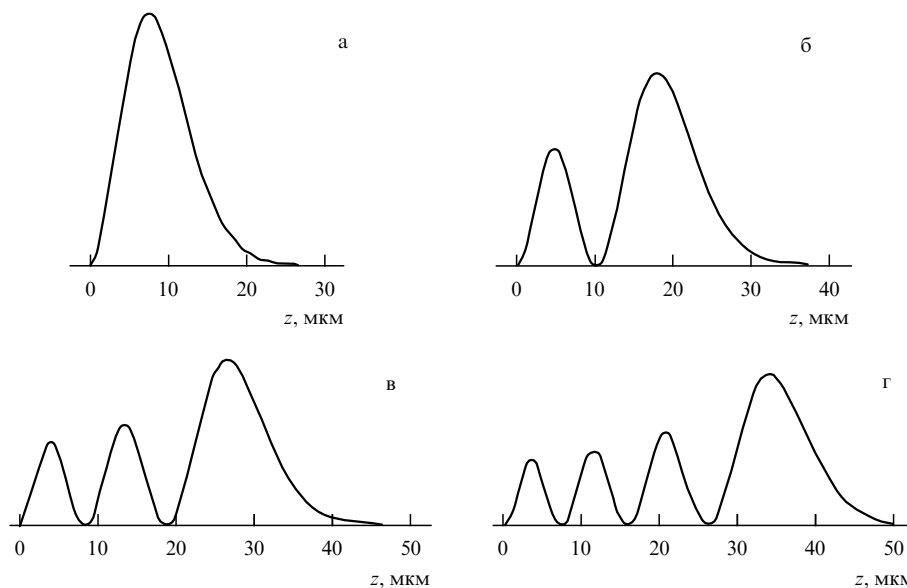


Рис. 3. Вероятность нахождения нейтрона в зависимости от высоты над зеркалом z для 1-го (а), 2-го (б), 3-го (в) и 4-го (г) квантовых состояний.



Рис. 4. Принципиальная схема эксперимента с небольшой отрицательной ступенькой на нижнем зеркале (ср. рис. 1), допускающая перебор нейтронов в более высокие квантовые состояния (в область справа от ступеньки).

Однако измерение, представленное на рис. 2, является лишь тестом пространственного разрешения детектора и не оптимизировано для изучения квантовых состояний нейтронов в этой системе. В работе [22] измерение с позиционно-чувствительным детектором было проанализировано с точки зрения его оптимизации для идентификации квантовых состояний нейтронов. На рисунке 3 показана вероятность $\psi_n^2(z)$ обнаружения нейтрона на высоте z над поверхностью зеркала для четырех нижних чистых квантовых состояний. Очевидно, каждая зависимость $\psi_n^2(z)$ имеет n максимумов и $n - 1$ минимумов между ними с нулевыми значениями в минимумах, что характерно для любой стоячей волны. Идеальным экспериментом было бы выделение одного или нескольких чистых квантовых состояний выше первого ($n > 1$) и непосредственное измерение вероятности обнаружения нейтрона в зависимости от высоты над зеркалом при помощи позиционно-чувствительного детектора с пространственным разрешением ~ 1 мкм. Рассмотрим возможный метод реализации такого эксперимента. Выделение одного-двух нижних квантовых состояний можно выполнить при помощи рассеивателя стандартным способом, использованным во всех наших предыдущих экспериментах, показавших, что энергетическое

разрешение спектрометра позволяет это сделать. А способ перебора нейтронов из нижних квантовых состояний в более высокие состояния рассматривался в работе [22]. Он заключается в создании на нижнем зеркале небольшой отрицательной ступеньки, как показано на рис. 4. Как слева от ступеньки, так и справа от нее нейтроны находятся в квантовых состояниях. Однако соответствующие волновые функции оказываются сдвинутыми друг относительно друга на величину ступеньки Δz_{step} . При прохождении ступеньки нейтроны из n -го квантового состояния до ступеньки $\psi_n^{\text{before}}(z + \Delta z_{\text{step}})$ перераспределяются с некоторыми весами $\beta_{nk}^2(\Delta z_{\text{step}})$ по квантовым состояниям $\psi_k^{\text{after}}(z)$ после ступеньки. Причем ступеньку можно рассматривать как бесконечно быстрое возмущение и, следовательно, матричный элемент перехода $\beta_{nk}(\Delta z_{\text{step}})$ равен

$$\beta_{nk}(\Delta z_{\text{step}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n(z + \Delta z_{\text{step}}) \psi_k(z) dz. \quad (4)$$

На рисунке 5 показана вероятность перехода β_{1k}^2 из 1-го квантового состояния до прохождения ступеньки в 1-е, 2-е, 3-е и 4-е квантовые состояния после прохождения ступеньки.

Очевидно, если отрицательная ступенька достаточно велика, например равна (-15 мкм), то вероятность обнаружения нейтрона в нижнем квантовом состоянии после прохождения ступеньки β_{11}^2 пренебрежимо мала. Мала и аналогичная вероятность для переходов нейтронов из более высоких начальных состояний β_{n1}^2 . Любой интеграл перекрытия $\beta_{n1}(-15 \text{ мкм})$ мал, так как пространственный размер волновой функции нейтрона в нижнем квантовом состоянии $\psi_1(z)$ меньше 15 мкм.

На рисунке 6 показана вероятность обнаружения нейтрона над зеркалом в зависимости от высоты над зеркалом после прохождения нейтроном отрицательной

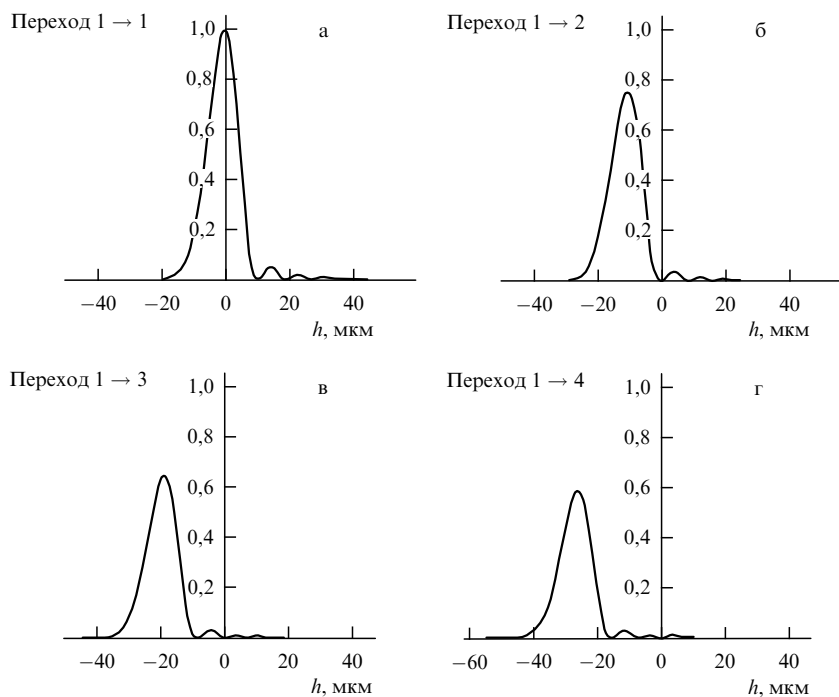


Рис. 5. Вероятность перехода нейтрона из 1-го квантового состояния до прохождения ступеньки в 1-е (а), 2-е (б), 3-е (в) и 4-е (г) квантовые состояния после прохождения ступеньки в зависимости от величины ступеньки h .

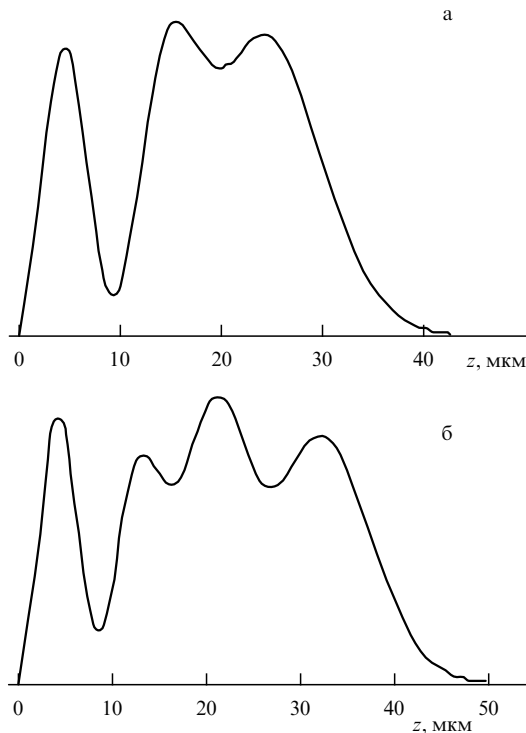


Рис. 6. Вероятность нахождения нейтрона в зависимости от высоты над зеркалом после прохождения нейтроном отрицательной ступеньки высотой 15 мкм для двух случаев: одно (а) и два (б) нижних квантовых состояния до прохождения ступеньки.

ступеньки 15 мкм в двух случаях: для одного и двух квантовых состояний до ступеньки. Очевидно, ожидаемая пространственная вариация нейтронной плотности ярко выражена и может быть измерена. Причина такой большой вариации нейтронной плотности в случае устранения нижнего квантового состояния проста: из рис. 3 видно, что только нижнее квантовое состояние имеет максимум вблизи 10 мкм. Остальные низколежащие квантовые состояния имеют на этой высоте минимум. Таким образом, несколько нижних квантовых состояний ($n > 1$) складываются "когерентно": вероятность обнаружить нейтрон на высоте ~ 10 мкм систематически гораздо ниже, чем на соседних высотах. Такое характерное поведение волновых функций нейтронов в квантовых состояниях в гравитационном поле над зеркалом, а также удачный первый тест позиционно-чувствительного детектора с урановым покрытием позволяют рассчитывать на идентификацию квантовых состояний нейтронов при помощи непосредственного измерения распределения вероятности обнаружения нейтрона над зеркалом с использованием позиционно-чувствительного детектора.

5. Заключение

В настоящем докладе представлены результаты исследования квантовых состояний нейтронов в потенциальной яме, образованной гравитационным полем Земли и горизонтальным зеркалом. Новые, более точные измерения подтверждают наличие самого квантования состояний и позволяют оценить характерные размеры собственных волновых функций нейтронов.

Такой эксперимент может быть чувствительным к гипотетическим дополнительным фундаментальным короткодействующим силам. Так, сам факт существования квантовых состояний нейтронов в такой системе уже позволяет несколько улучшить существовавший предел на характерном расстоянии порядка нанометров, соответствующем теориям с тремя дополнительными пространственными размерностями.

Показано, что метод непосредственного измерения распределения вероятности обнаружения нейтрона над зеркалом при помощи позиционно-чувствительного детектора обладает рядом преимуществ. Как дифференциальный метод измерения, он наиболее статистически точен. Одновременно он, по-видимому, наиболее методически надежен, поскольку не использует рассеивателя, который неизбежно деформирует квантовые состояния и понижает точность измерения. Показано, что характерное поведение волновых функций нейтронов в квантовых состояниях в гравитационном поле Земли над зеркалом на расстоянии ~ 10 мкм от поверхности зеркала, а также удачный первый тест позиционно-чувствительного детектора высокого пространственного разрешения позволяют рассчитывать на идентификацию квантовых состояний нейтронов в гравитационном поле над зеркалом при помощи этого метода.

Список литературы

1. Born M *Atomic Physics* 8th ed. (London: Blackie, 1969)
2. Bohr A, Mottelson B R *Nuclear Structure* (New York: W.A. Benjamin, 1969)
3. Гольдман И И, Кривченков В Д *Сборник задач по квантовой механике* (М.: ГИТТЛ, 1957); Коган В И, Галицкий В М *Сборник задач по квантовой механике* (М.: ГИТТЛ, 1956) [Goldman I I et al. *Problems in Quantum Mechanics* (Ed. D ter Haar) (New York: Academic Press, 1960)]
4. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974)
5. Флюгге С *Задачи по квантовой механике* Т. 1 (М.: Мир, 1974) с. 115
6. ter Haar D (Collected and Ed.) *Selected Problems in Quantum Mechanics* 2nd ed. (New York: Academic Press, 1964)
7. Sakurai J J *Modern Quantum Mechanics* (Menlo Park, Calif.: Benjamin/Cummings, 1985)
8. Gibbs R L *Am. J. Phys.* **43** 25 (1975)
9. Gea-Banacloche J *Am. J. Phys.* **67** 776 (1999)
10. Rioux F "Evidence for quantized gravitational states of the neutron", <http://www.users.csbsju.edu/~frioux/neutron/neutron.htm>
11. Langhoff P W *Am. J. Phys.* **39** 954 (1971)
12. Luschikov V I *Phys. Today* **30** (6) 42 (1977)
13. Лушиков В И, Франк А И *Письма в ЖЭТФ* **28** 607 (1978)
14. Wallis H, Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *Appl. Phys. B* **54** 407 (1992)
15. Peters A, Chung K Y, Chu S *Nature* **400** 849 (1999)
16. Kasevich M A, Weiss D S, Chu S *Opt. Lett.* **15** 607 (1990)
17. Aminoff C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993)
18. Roach T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 629 (1995)
19. Balykin V I, Letokhov V S *Appl. Phys. B* **48** 517 (1989)
20. Cook R J, Hill R K *Opt. Commun.* **43** 258 (1982)
21. Balykin V I et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137 (1988)
22. Nesvizhevsky V V, Preprint ILL-96NE14T (1996)
23. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** (3) 754 (2000)
24. Nesvizhevsky V V et al. *Nature* **415** 297 (2002)
25. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Rev. D* **67** 102002 (2003)
26. Несвижевский В В *УФН* **173** 102 (2003)
27. Colella R, Overhauser A W, Werner S A *Phys. Rev. Lett.* **34** 1472 (1975)
28. Rauch H, Werner S A *Neutron Interferometry: Lessons in Experimental Quantum Mechanics* (New York: Clarendon Press, 2000)

29. Baryshevskii V G, Cherepitsa S V, Frank A I *Phys. Lett. A* **153** 299 (1991)
30. Франк А И *УФН* **161** (11) 95 (1991)
31. Лушиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969)
32. Steyerl A, Malik S S *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** 200 (1989)
33. Игнатович В К *Физика ультрахолодных нейтронов* (М.: Наука, 1986)
34. Golub R, Richardson D J, Lamoreaux S K *Ultra-cold Neutrons* (Bristol: Adam Higler, 1991)
35. Pendlebury J M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 687 (1993)
36. Nesvizhevsky V V et al. "Investigation of quantum states of neutrons in the gravitational field above a mirror" (to be published)
37. Felber J et al. *Phys. Rev. A* **53** 319 (1996)
38. Onofrio R, Viola L *Phys. Rev. A* **53** 3773 (1996)
39. Viola L, Onofrio R *Phys. Rev. D* **55** 455 (1997)
40. Bertolami O, Nunes F M *Class. Quantum Grav.* **20** L61 (2003)
41. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998)
42. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
43. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 136 (1983)
44. Frank A, van Isacker P, Gomez-Camacho J *Phys. Lett. B* **582** 15 (2004); nucl-th/0305029
45. Antoniadis I, Dimopoulos S, Dvali G *Nucl. Phys. B* **516** 70 (1998)
46. Nesvizhevsky V V, Protasov K V *Phys. Rev. D* (in press); hep-ph/0401179
47. Lukovac L, Diploma ILL-UJF (Grenoble, 2003)
48. ILL Experimental Report 3-14-140 (2003)