

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Приповерхностные квантовые состояния нейтронов в гравитационном и центробежном потенциалах

В.В. Несвижевский

*Недавно были обнаружены два родственных физических явления: квантовые состояния ультрахолодных нейтронов (УХН) в гравитационном поле Земли над плоским зеркалом и квантовые состояния холодных нейтронов в эффективном центробежном потенциале вблизи поверхности вогнутого зеркала. Их объединяют использованные экспериментальные методы и математическое описание, а также применения в физике частиц, квантовой оптике, физике поверхности.*

PACS numbers: 03.65.Ge, 28.20.–v, 29.30.Hs

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007a.0673

## Содержание

1. Введение (673).
2. Квантовые состояния ультрахолодных нейтронов (УХН) в гравитационном поле (676).
  - 2.1. Задача о квантовых состояниях УХН над зеркалом в гравитационном поле. 2.2. Оптимальные условия наблюдения квантовых состояний и свойства УХН.
3. Методы наблюдения гравитационных квантовых состояний УХН (677).
  - 3.1. Гравитационный спектрометр в проточном режиме. 3.2. Сканирование нейтронной плотности рассеивателем (интегральный метод). 3.3. Туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер. 3.4. Модели взаимодействия нейтрона в квантовом состоянии с рассеивателем. 3.5. Измерение нейтронной плотности над зеркалом позиционно-чувствительными детекторами (дифференциальный метод).
4. Обнаружение и исследование гравитационных квантовых состояний нейтронов (683).
  - 4.1. Обнаружение основного квантового состояния. 4.2. Измерение параметров нижних квантовых состояний. 4.3. Измерения с позиционно-чувствительными детекторами.
5. Перспективы развития эксперимента (691).
  - 5.1. Возможность длительного удержания УХН на зеркальных траекториях. 5.2. Резонансные переходы между квантовыми состояниями. 5.3. Спектрометр GRANIT.
6. Гравитационные квантовые состояния нейтронов и другие физические явления (697).
  - 6.1. Ограничение на дополнительные короткодействующие силы. 6.2. Ограничения на спин-зависящие короткодействующие силы. 6.3. Ограничение на электрический заряд нейтрона.

6.4. Эволюция локализованного волнового пакета. 6.5. Взаимодействие нейтронов в квантовом состоянии с гравитационным полем. 6.6. Нейтронно-плотный клапан УХН. Извлечение УХН из  $^4\text{He}$ -источника.

## 7. Квантовая волна шепчущей галереи (703).

7.1. Первое наблюдение. 7.2. Перспективы использования нейтронной волны шепчущей галереи.

## 8. Заключение (705).

Список литературы (705).

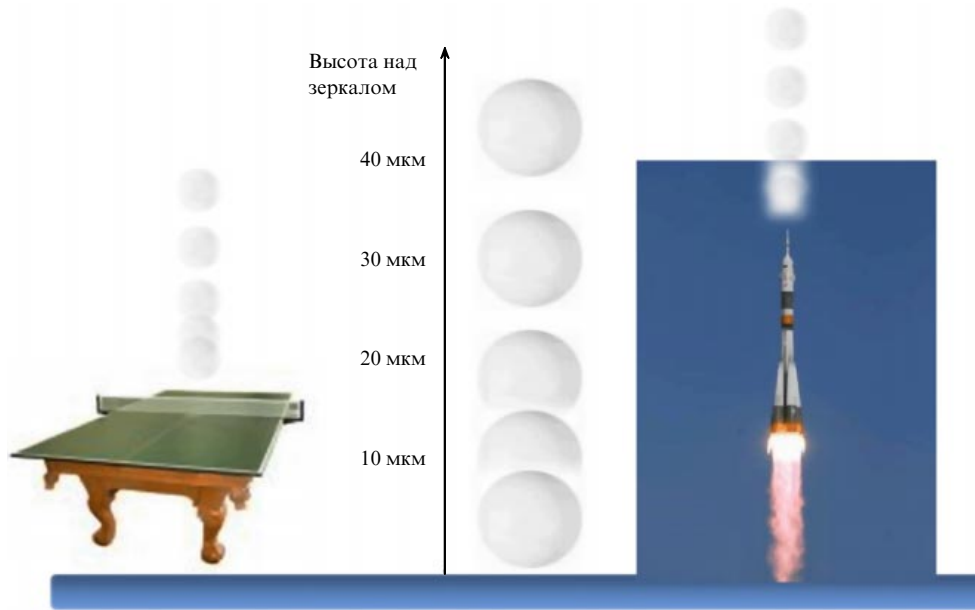
## 1. Введение

Поднимем шарик для настольного тенниса на высоту  $H_0$  над столом и отпустим его, не придавая ему начального ускорения. Шарик ускорится в гравитационном поле Земли, приобретая скорость  $V_0 = \sqrt{2gH_0}$ , где  $g \approx 9,81 \text{ м с}^{-1}$  — ускорение свободного падения, и отразится от поверхности. Если бы отражение было упругим и сопротивление воздуха отсутствовало, то шарик возвратился бы на поверхность под действием силы тяжести через время  $\Delta\tau_0(H_0) = \sqrt{8H_0/g}$  и продолжал бы ударяться о поверхность с частотой  $\nu_0(H_0) = 1/\tau_0(H_0) = \sqrt{g/(8H_0)}$ . Чем меньше  $H_0$ , тем больше  $\nu_0$ :  $\nu_0(1 \text{ м}) \approx 1 \text{ Гц}$ ,  $\nu_0(1 \text{ см}) \approx 10 \text{ Гц}$ ,  $\nu_0(100 \text{ мкм}) \approx 10^2 \text{ Гц}$ ..., что следует из равенства максимальных потенциальной и кинетической энергий шарика:  $MV_0^2/2 = MgH_0$ . Частота  $\nu_0$  не зависит от массы шарика  $M$ .

Представьте себе второй мысленный опыт (рис. 1). Стол находится в космическом корабле, движущемся с ускорением  $\mathbf{a} = -\mathbf{g}$  вдали от сильно гравитирующих масс. Плоскость стола перпендикулярна  $\mathbf{g}$ . С точки зрения наблюдателя в корабле шарик будет так же, с точностью до неизбежной малой неоднородности гравитационного поля в первом опыте, периодически ударяться о поверхность. Однако с точки зрения неподвижного наблюдателя шарик будет периодически отскакивать от догоняющего его теннисного стола. Это следствие слабого принципа эквивалентности общей теории относительности, проверенного с потрясающей точностью,

**В.В. Несвижевский.** European Center of Neutron Investigations, Institut Laue–Langevin, 6 rue Jules Horowitz, F-38042 Grenoble, France  
Tel. + (33)-476207795; Fax + (33)-476207777  
E-mail: nesvizhevsky@ill.eu

Статья поступила 6 ноября 2009 г.



**Рис. 1.** Иллюстрация квантового поведения тела над зеркалом в гравитационном поле и в ускоряющейся системе. Положения шарика соответствуют наиболее вероятным высотам его нахождения в пятом квантовом состоянии. Шкала высот соответствует массе нейтрона.

$\sim 10^{-12}$ , для макроскопических классических объектов [1] и с точностью  $\sim 3 \times 10^{-4}$  для классической элементарной частицы [2]. Кстати, неизбежная малая неоднородность гравитационного поля приведёт к интересным экспериментально наблюдаемым квантовым эффектам в нашей задаче, которые мы рассмотрим в отдельной работе.

Что произойдёт в этих двух опытах, если высоту  $H_0$  устремить к нулю, и будут ли эти задачи по-прежнему эквивалентны в квантовом пределе? Будет ли частота  $\nu_0$  стремиться к бесконечности? Нет, она будет увеличиваться только до тех пор, пока  $H_0$  не приблизится к квантовому пределу  $H_0^{\text{QM}}$ , который можно оценить из соотношения неопределённостей Гейзенберга для координаты-импульса:

$$H_0^{\text{QM}} M \sqrt{2gH_0^{\text{QM}}} \approx 2\pi\hbar,$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка. Для шарика в гравитационном поле Земли высота  $H_0^{\text{QM}} \approx 10^{-21}$  м слишком мала и квантовый эффект неизмерим. Тогда как для элементарной частицы, например ультрахолодного нейтрона (УХН) [3–5] с массой  $m \approx 1$  ГэВ, отражающегося от зеркала, квантование проявится на измеримой высоте  $H_0^{\text{QM}} \approx 10$  мкм [6, 7]. В качестве зеркала для УХН, очевидно, может служить оптический потенциал [8] полированной поверхности твёрдого тела или поверхности жидкости [2], возникающий вследствие нейтрон-ядерного взаимодействия, и, кроме того, градиент магнитного поля, взаимодействующий с магнитным моментом нейтрона [9]. Аналогичное измерение возможно и с ультрахолодными атомами [10, 11]. Зеркалом для атомов может быть одномерная поверхностная световая волна [12–14] или градиент магнитного поля [15]. Условие перехода от квантового поведения частицы над зеркалом к классическому определяется соотношением между шириной квантового состояния  $\delta E_n$  (обратным временем жизни нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии  $\tau_n^{-1}$ ) и разницей энергии этого состояния и ближай-

шего соседнего  $\Delta E_{n+1,n} = E_{n+1} - E_n$ , т.е. соотношением неопределённостей для энергии–времени:  $\tau_n \Delta E_{n+1,n} \approx 2\pi\hbar$ . Нижние квантовые состояния могут быть разрешены при определённых условиях, в то время как частицы с большими энергиями (скоростями) образуют сплошной классический континуум. Переход от классического поведения массивной частицы над зеркалом к квантовому рассмотрен, например, в работах [16, 17]. Там же обсуждается аналогичный эксперимент с более крупными объектами, например с фуллеренами.

В квантовом пределе понятия траектории, высоты и скорости неприменимы, частота определяется энергией тела  $\nu_0^{\text{QM}} \approx E_0/(2\pi\hbar)$ , а характерная высота  $H_0^{\text{QM}}$  зависит от его массы. В соответствии со слабым принципом эквивалентности эффективный центробежный потенциал [18] локально эквивалентен гравитации. Таким образом, падение тела в гравитационном поле, как и его движение в ускоренной системе координат, не является универсальным: массивные объекты могут вести себя классически, а более лёгкие проявят квантовые свойства на тех же расстояниях от зеркала. Другими словами, измеряя характеристики движения (параметры квантовых состояний) шарика, прыгающего по поверхности, можно узнать его массу. Классическое утверждение об универсальности свободного падения, т.е. о его независимости от массы падающего тела, несправедливо в квантовом пределе. Однако слабый принцип эквивалентности теории относительности, предполагающий невозможность различить локально действие гравитации и сил инерции в ускоренной системе координат, справедлив. Применительно к нашему случаю этот принцип предполагает, что квантовые состояния тела в гравитационном и центробежном потенциалах эквивалентны, если потенциалы равны.

Общее решение уравнения Шрёдингера для частицы над зеркалом в линейном прижимающем потенциале было найдено в 20-х годах прошлого века [19]. Однако долгое время эта задача рассматривалась только как

хорошее упражнение в учебниках по квантовой механике [20–26]. Однако недавно условия, соответствующие этой идеальной задаче, были реализованы в экспериментах с ультрахолодными нейтронами (УХН) и гравитацией [27–29], а также с холодными нейтронами (ХН) и центробежным потенциалом [18, 30, 31] (см. также [32]) в Европейском нейтронном центре, Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ) (Гренобль, Франция), в которых до недавнего времени Россия принимала участие. Теоретический анализ экспериментов, дополнительная и обзорная информация на эту тему могут быть найдены в работах [33–50].

Любопытно, что измерение квантовых состояний нейтронов в гравитационном и центробежном потенциалах является первой прямой демонстрацией слабого принципа эквивалентности общей теории относительности для тела (частицы) в квантовом состоянии. Как будет показано в обзоре, эти явления представляют собой прекрасную лабораторию для измерения квантово-оптических явлений, локализации, интерференции и их применения в различных областях физики. Гравитационные квантовые состояния УХН предоставляют уникальную возможность изучения взаимодействия квантовой системы с гравитационным полем. Эксперименты в геометрии, близкой к геометрии проведённых и планируемых нейтронных экспериментов, обсуждаются применительно к ультрахолодным атомам, например, в работах [51, 52]. Гравитационные свойства антиматерии, возможно, могут быть изучены при квантовом отражении ультрахолодных атомов антиводорода от горизонтальной поверхности [53, 54] в аналогичной геометрии. Если в качестве притягивающего потенциала использовать не гравитацию, а электромагнитное взаимодействие, то задача о частице над зеркалом реализуется в случае электронов, левитирующих над поверхностью сверхтекучего гелия в прижимающем электрическом поле [55], и в случае поляризованных атомов водорода в градиенте магнитного поля [56]. Оптической моделью рассматриваемой задачи в некоторой степени может служить распространение света по цилиндрически изогнутой стопке световодов [57]. С нейтронами возможны и другие конфигурации экспериментов, в которых наблюдались или будут наблюдаться квантовые эффекты, обусловленные гравитацией [58, 59].

Обзор организован следующим образом.

В разделе 2 представлено теоретическое описание невозмущённых гравитационных квантовых состояний УХН над идеальным зеркалом, а также приведена общая постановка задачи об экспериментальном наблюдении таких состояний. Перечислены свойства нейтронов, важные для этого эксперимента.

В разделе 3 обсуждаются два метода наблюдения гравитационных состояний УХН. Интегральный проточный метод заключается в измерении потока УХН сквозь узкий зазор между горизонтальным зеркалом и помещённым над ним рассеивателем/поглотителем (в дальнейшем — рассеивателем). Рассмотрены теоретические модели взаимодействия нейтронов с рассеивателем. Показано, что определяющим фактором является туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер, разделяющий классически разрешённую для УХН область и рассеиватель. В дифференциальном методе наблюдения квантовых состояний используются специально разработанные для этой задачи позиционно-чувствительные

детекторы УХН с высоким пространственным разрешением, позволяющие проводить прямое измерение волновых функций нейтронов.

В разделе 4 рассматриваются основные результаты наблюдения гравитационных квантовых состояний УХН. В первой серии экспериментов применялся интегральный метод, позволивший обнаружить дискретное поведение потока нейтронов над зеркалом, соответствующее основному квантовому состоянию, и тем самым доказать существование самого явления. Анализировались систематические эффекты, которые могли бы повлиять на этот вывод. Во второй серии экспериментов параметры спектрометра были существенно улучшены, статистика увеличена, а возможные систематические эффекты детально анализировались экспериментально и теоретически. Эти эксперименты позволили также идентифицировать первое "возбуждённое" квантовое состояние. Наконец, эксперименты с использованием позиционно-чувствительных детекторов УХН с высоким разрешением показали также возможность наблюдения гравитационных состояний УХН с помощью дифференциального метода.

Перспективы увеличения точности измерения параметров квантовых состояний рассмотрены в разделе 5. Принципиальными факторами являются длительное время хранения нейтронов в квантовых состояниях и максимально достижимые значения заселённости квантовых состояний, определяемые начальной плотностью УХН в фазовом пространстве и эффективностью доставки УХН от источника к спектрометру. Особое внимание уделено возможности измерения резонансных переходов между гравитационными состояниями. В принципе квантовые переходы могут индуцироваться сильным ядерным, магнитным и, по-видимому, даже гравитационным взаимодействием. Возможно изучение осцилляций между состояниями в отсутствие взаимодействия, смешивающего квантовые состояния. Одновременное применение двух методов возбуждения квантового перехода (например, интенсивного магнитного возбуждения плюс слабого гравитационного) и наблюдение интерференции между амплитудами этих переходов значительно увеличивает чувствительность к наблюдению более слабого из переходов.

Область применения гравитационных состояний нейтронов и методов, разработанных в рамках этой экспериментальной программы, быстро расширяется. В разделе 6 рассмотрена возможность применения этого явления в физике элементарных частиц для поиска дополнительных фундаментальных короткодействующих взаимодействий и экзотических частиц, проверки электрической нейтральности нейтрона, изучения квантово-оптических явлений, исследования взаимодействия нейтрона в квантовом состоянии с гравитационным полем. В разделе 6 (и других разделах) рассмотрены методические применения гравитационных квантовых состояний УХН и спектрометра, например исследование поверхностных плёнок, эффективная транспортировка нейтронов, в частности селективное по углу извлечение нейтронов из источников УХН и ловушек без существенной потери плотности УХН в ловушках.

В разделе 7 кратко представлено первое наблюдение квантовых состояний нейтронов в эффективном центробежном потенциале вблизи поверхности вогнутого зеркала.

## 2. Квантовые состояния ультрахолодных нейтронов (УХН) в гравитационном поле

В разделе 2.1 приведено решение уравнения Шрёдингера задачи об УХН над зеркалом в прижимающем линейном потенциале. В разделе 2.2 рассмотрены свойства УХН важные для представленных экспериментов.

### 2.1. Задача о квантовых состояниях УХН над зеркалом в гравитационном поле

Волновая функция  $\psi(z)$  нейтрона в гравитационном поле Земли над зеркалом подчиняется уравнению Шрёдингера

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi(z)}{dz^2} + (E - mgz) \psi(z) = 0. \quad (1)$$

Идеальное горизонтальное зеркало на высоте  $z = 0$  может рассматриваться как бесконечно высокая и резкая потенциальная ступенька, что обосновано соотношениями для величин энергии и длины в этой задаче. Энергия нейтрона в нижних состояниях,  $\sim 10^{-12}$  эВ, много меньше оптического потенциала материала зеркала,  $\sim 10^{-7}$  эВ, а характерная длина нарастания оптического потенциала для полированного зеркала,  $\sim 10^{-9}$  м, много меньше длины волны нейтрона в нижних квантовых состояниях,  $\sim 10^{-5}$  м. Бесконечно большой и резкий оптический потенциал позволяет задать нулевое граничное условие для волновой функции  $\psi(z=0) = 0$ . Решения, ему удовлетворяющие, — функции Эйри  $\psi(z) = C \text{Ai}(z/z_0)$ , где  $z_0 = [\hbar^2/(2m^2g)]^{1/3} = 5,87$  мкм — характерный пространственный размер задачи,  $C$  — нормировочная константа. Нули функции Эйри  $\lambda_n$  определяют энергии квантовых состояний:  $E_n = mgz_0 \lambda_n$ ;  $\varepsilon_0 = mgz_0 = 0,602$  пэВ — характерная энергия задачи,  $f_0 = \varepsilon_0/(2\pi\hbar) = 145$  Гц — её характерная частота. Для четырёх нижних состояний нули функции Эйри имеют следующие значения:  $\lambda_n = \{2,34, 4,09, 5,52, 6,79 \dots\}$ . Собственные волновые функции квантовых состояний

$$\psi_n(\xi_n(z)) \sim C_n \text{Ai}(\xi_n(z)), \quad (2)$$

где  $\xi_n(z) = z/z_0 - \lambda_n$ ,  $C_n$  — нормировочные константы.

Полезно выписать квазиклассическое решение этой задачи, справедливое с высокой точностью ( $\sim 1\%$ ) даже для нижних квантовых состояний. В соответствии с формулой Бора–Зоммерфельда энергии нейтронов в квантовых состояниях  $E_n^{\text{QC}} (n = 1, 2, 3 \dots)$  имеют вид

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

Точные значения энергии  $E_n$ , так же как и приближённые значения  $E_n^{\text{QC}}$ , зависят только от величин  $m$ ,  $g$  и  $\hbar$ , но не от свойств зеркала. Как следует из уравнения (3), с возрастанием  $n$  энергия  $n$ -го квантового состояния  $E_n^{\text{QC}} \sim n^{2/3}$  увеличивается, а разница энергий между соседними состояниями  $\Delta E_{n+1,n}^{\text{QC}} \sim n^{-1/3}$  уменьшается.

В классической механике нейтрон с энергией  $E_n$  может подняться в гравитационном поле на высоту  $z_n = E_n/(mg)$ . В квантовой механике вероятность обнаружения нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии с энергией  $E_n$  на высоте  $z$  равна квадрату модуля его волновой функции  $|\psi_n(z)|^2$  (2). Как видно из левой части рис. 2, квадрат модуля волновой функции нейтрона в чистом

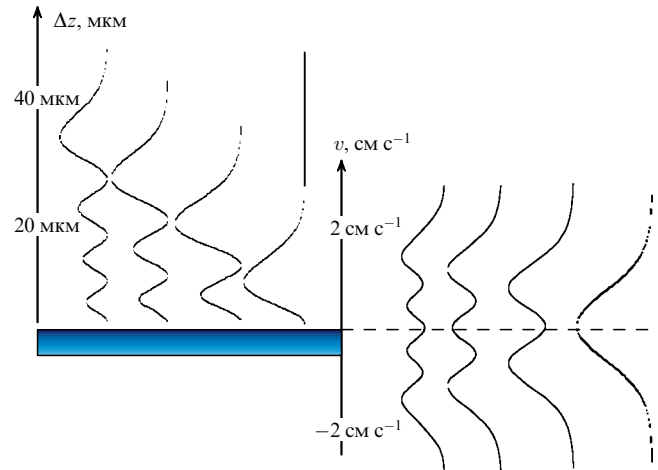


Рис. 2. В левой части рисунка — зависимости от высоты  $z$  квадратов модулей волновых функций нейтрона  $|\psi_n(z)|^2$  в четырёх нижних квантовых состояниях, соответствующих вероятностям обнаружения нейтронов. В правой части рисунка — зависимости от скорости  $v$  квадратов модулей функций  $|\phi_n(v)|^2$  в тех же квантовых состояниях, задающих распределение вероятностей обнаружения скорости  $v$ .

квантовом состоянии с номером  $n$  имеет  $n$  максимумов и  $n - 1$  минимумов между ними с нулевыми значениями в минимумах и в нуле и с асимптотически приближающимся к нулю значением на бесконечности. Формально эти функции отличны от нуля на любой высоте  $z > 0$ . Однако, как только  $z$  превышает критическое, характерное для  $n$ -го квантового состояния значение  $z_n$ , равное высоте классической точки поворота нейтрона в этом квантовом состоянии, вероятность обнаружения нейтрона экспоненциально уменьшается. Для четырёх нижних состояний значения классических точек поворота  $z_n = \{13,7, 24,0, 32,4, 39,9 \dots\}$  мкм.

Асимптотические выражения для нейтронных волновых функций  $\psi_n(z)$  на большой высоте  $z > z_n$  в классически запрещённой области имеют вид

$$\psi_n(\xi_n(z)) \rightarrow C_n \xi_n^{-1/4} \exp \left( -\frac{2}{3} \xi_n^{3/2} \right), \quad (4)$$

где  $\xi_n \rightarrow \infty$ ,  $C_n$  — нормировочные константы.

По известным собственным волновым функциям задачи (2) с помощью преобразования Фурье можно вычислить амплитуду  $\phi_n(v)$ , характеризующую вероятность обнаружения скорости  $v$  нейтрона в  $n$ -м состоянии:

$$\phi_n(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar}} \int_0^\infty \psi_n(z) \exp \left( -i \frac{mvz}{\hbar} \right) dz, \quad (5)$$

$v_0 = \sqrt{2\varepsilon_0/m} = 1,07$  см  $\text{с}^{-1}$  — характерная скорость задачи. В правой части рис. 2 показана вероятность обнаружения скорости нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии  $|\phi_n(v)|^2$  для нескольких нижних состояний.

### 2.2. Оптимальные условия наблюдения квантовых состояний и свойства УХН

Проанализируем условия наблюдения гравитационных квантовых состояний. Если поместить тело в достаточно широкую и глубокую потенциальную яму, то оно будет там находиться в квантовых состояниях независимо от природы потенциала. Хорошо известны примеры кван-

товых состояний материи в электромагнитном и ядерном полях. Так, квантовые состояния электронов в электромагнитном поле определяют структуру атомов, а квантовые состояния нуклонов в ядерном поле — структуру атомных ядер. Аналогичные квантовые состояния существуют и для гравитационно связанной частицы. Однако наблюдать их сложнее ввиду слабости гравитационного взаимодействия и, как следствие, наличия многих ложных систематических эффектов, обычно уничтожающих гравитационные квантовые состояния в лабораторных условиях. УХН являются уникальным объектом для такого эксперимента: они электрически нейтральны, что подавляет конкурирующие электромагнитные эффекты; их время жизни достаточно велико, что в соответствии с соотношением неопределённостей энергии–времени позволяет обеспечить необходимое высокое энергетическое разрешение; малая масса нейтронов способствует наблюдению квантовых эффектов, так как приводит к большой неопределённости их положения в пространстве согласно соотношению неопределённостей импульса–координаты; взаимодействие нейтронов с зеркалом термодинамически неравновесно, что позволяет проводить эксперименты с УХН, энергия которых на много порядков величины меньше энергии тепловых флуктуаций зеркала. В масштабе рассматриваемой задачи зеркало представляет собой бесконечно резкий и высокий потенциальный барьер, так что его параметры не влияют ни на значения энергии нейтронов в связанных состояниях, ни на вид соответствующих волновых функций.

Перечислим свойства УХН, важные для проведения представленных экспериментов. Большой интерес к УХН в фундаментальной физике [60–64], связанный, например, с поиском ненулевого электрического дипольного момента нейтрона [65, 66], измерением времени жизни свободного нейтрона [67–72] и проверкой электронейтральности нейтрона [73], обусловлен уникальным свойством УХН — их полным отражением от поверхности. Благодаря этому свойству возможно длительное удержание УХН в закрытых сосудах в течение времени, приближающегося к времени их жизни до  $\beta$ -распада, составляющего около 15 мин. Другими словами, вероятность потерь УХН в стенках может быть заметно меньше вероятности их  $\beta$ -распада. Такое длительное удержание позволяет проводить прецизионные или очень чувствительные измерения свойств нейтронов и их взаимодействия с веществом и полями.

Отражение УХН, как правило, является строго упругим, вследствие чего термодинамическое равновесие между ними и зеркалом (ловушкой) не успевает установиться за время наблюдения. Так и радиоволны, отражаясь от препятствия, не изменяют частоты. Это свойство обусловлено тем, что длина волны УХН ( $\sim 10^2$  Å) примерно в  $10^2$  раз превышает межатомное расстояние в материале отражающей среды. Поэтому УХН отражаются, по сути, от почти неподвижного потенциала, возникающего в результате усреднения взаимодействия УХН с огромным количеством ядер. Заметим, что наиболее прецизионной проверкой степени упругости отражения УХН от поверхности [74] служат эксперименты, измеряющие гравитационные квантовые состояния УХН. Энергия вертикального движения нейтронов в нижнем квантовом состоянии в гравитационном поле Земли  $E_1$  (3) при термодинамическом равновесии соот-

ветствовала бы температуре  $\sim 20$  нК, которая много меньше температуры экспериментальной установки. Тем не менее вероятность нагрева УХН при соударении с поверхностью всё-таки отличается от нуля и составляет обычно  $10^{-5} - 10^{-4}$  на удар, как было показано в [75] и в последующих работах. Энергия нагретых таким образом нейтронов в ловушке при комнатной температуре обычно порядка энергии тепловых колебаний,  $10^{-2} - 10^{-1}$  эВ.

Недавно был обнаружен ещё один удивительный механизм потерь нейтронов с вероятностью  $10^{-8} - 10^{-3}$  на удар о стенку ловушки, обусловленный их малым нагревом [76–81] — процессом, сопровождающимся средним приращением энергии всего на  $\sim 10^{-7}$  эВ, что много меньше энергии обычного теплового нагрева, но много больше характерной энергии гравитационных состояний нейтронов. В любом случае, неупругое отражение как первого, так и второго типа приводит, как правило, к потере нейтрона, а не к переходам между наблюдаемыми квантовыми состояниями.

В современных источниках и проектах УХН являются чрезвычайно малой начальной долей гораздо более широкого спектра нейтронов. Поэтому гравитационные квантовые состояния нейтронов впервые были обнаружены и исследовались в серии экспериментов, проведённых на источнике УХН высокопоточного реактора Института Лауэ–Ланжевена в Гренобле [82].

### 3. Методы наблюдения гравитационных квантовых состояний УХН

Использованная в первой серии экспериментов установка, представленная в разделе 3.1, — это однокомпонентный гравитационный спектрометр УХН высокого энергетического и пространственного разрешения. Принцип его действия показан на рис. 3.

Экспериментальный метод состоит в измерении потока нейтронов сквозь зазор между нижним зеркалом и рассеивателем в зависимости от высоты этого зазора (интегральный метод измерения (раздел 3.2)) или в анализе пространственного распределения нейтронной плотности на выходе горизонтального зеркала (дифференциальный метод измерения (раздел 3.5)) с помощью позиционно-чувствительных детекторов. Высота зазора между зеркалом и рассеивателем может быть изменена и точно измерена. Поверхность рассеивателя является макроскопически плоской, но микроскопически шероховатой с размером шероховатостей порядка одного или нескольких микрон, что сравнимо с характерным размером задачи  $z_0$ . В классическом приближении можно

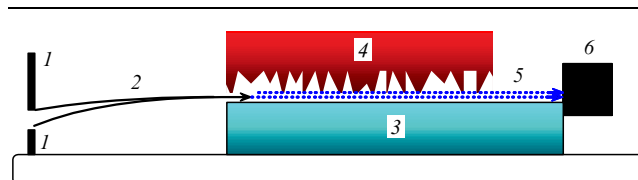


Рис. 3. Схема проточного эксперимента. 1 — верхняя и нижняя пластины входного коллиматора, стрелки 2 соответствуют классическим траекториям нейтронов между входным коллиматором и входом в зазор между зеркалом 3 и рассеивателем 4. Пунктирные горизонтальные стрелки 5 иллюстрируют квантовое движение нейтронов над зеркалом, 6 — нейтронный детектор. Высота зазора между зеркалом и рассеивателем может быть изменена и точно измерена.



представить, что этот рассеиватель устраняет нейтроны с вертикальной составляющей скорости, достаточной для их подъёма в гравитационном поле до высоты рассеивателя. В квантовом описании требуется, в частности, учесть туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер между классически разрешённой высотой для нейтронов и рассеивателем, рассмотренное в разделе 3.3. Действие рассеивателя описано в разделе 3.4. Поверхность рассеивателя диффузно (незеркально) отражает нейтроны и, следовательно, перемешивает вертикальную и горизонтальную компоненты их скорости. Поскольку горизонтальная компонента скорости нейтронов много больше вертикальной, такое перемешивание приводит к многократным последовательным ударам нейтронов о рассеиватель и, в результате, к их быстрой потере. Выбор материала рассеивателя (или его покрытия) неважен; основным механизмом потери нейтронов является их рассеяние его шероховатой поверхностью с последующей потерей в материале зеркала или рассеивателя.

В идеальном случае вертикальное и горизонтальное движения нейтрона независимы. Это справедливо, если нейтроны зеркально отражаются от горизонтального зеркала и действие рассеивателя и других сил пренебрежимо мало для нейтронов, прошедших сквозь зазор. При этих условиях горизонтальное движение нейтронов (со средней скоростью  $V_{\text{гор}} = 5-10 \text{ м с}^{-1}$ ) подчиняется классическим законам, а в вертикальном направлении наблюдается квантовое движение с эффективной скоростью  $v_0$  (или энергией  $\varepsilon_0$ ).

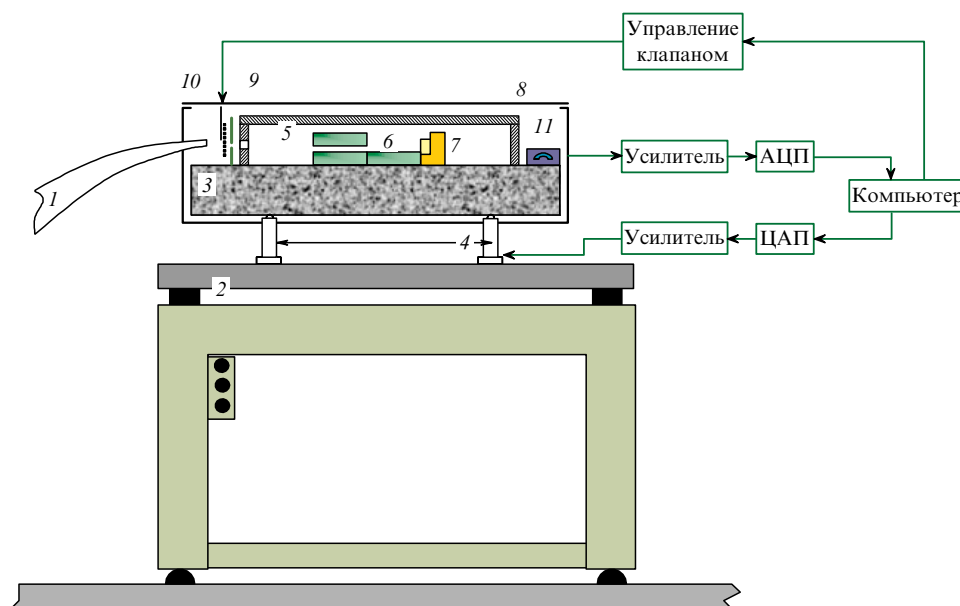
Длина нижнего зеркала определяется из соотношения неопределённостей энергии – времени, что, казалось бы, удивительно для макроскопической экспериментальной установки. Дело в том, что наблюдение квантовых состояний возможно, если  $\Delta E_{n+1,n} > \delta E_n$  (3). С возрастанием  $n$  разница энергий  $\Delta E_{n+1,n} \sim n^{-1/3}$  уменьшается до тех пор, пока уровни не сольются в классический кон-

тинуум. Очевидно, что измерять нижние состояния методически проще и удобнее. Ширина квантового состояния  $\delta E_n$  в отсутствие квантовых переходов определяется временем пролёта нейтрона над зеркалом. То есть длина зеркала задаётся необходимым временем наблюдения нейтрона в квантовом состоянии ( $\Delta \tau \sim \hbar / \Delta E_{n+1,n} \gg 0,5 \text{ м с}$  для нижних состояний) и может составлять  $L \sim 10 \text{ см}$  для скорости  $V_{\text{гор}} = 5-10 \text{ м с}^{-1}$ .

Вертикальный масштаб задачи определяется соотношением неопределённостей импульса – координаты. Дело в том, что чем меньше вертикальная компонента скорости нейтрона, тем больше длина волны нейтрона, соответствующая этой компоненте скорости. Однако классическая высота, на которую может подняться нейтрон в гравитационном поле, не может быть меньше, чем квантово-механическая неопределённость его координаты, т.е. меньше его длины волны. Это условие определяет нижнее связанное состояние нейтрона в гравитационном поле Земли. Неопределённость высоты в этом случае  $\sim z_0$ , а неопределённость вертикальной скорости  $\sim v_0$ .

**3.1. Гравитационный спектрометр в проточном режиме**  
Экспериментальная установка, использовавшаяся в первой серии экспериментов, показана на рис. 4.

Квантовые состояния формируются над нижними зеркалами. Зеркала и детектор помещаются внутрь вакуумной камеры с алюминиевым входным окном толщиной 30 мкм. Между выходом нейтронновода и входом вакуумной камеры (разделёнными промежутком длиной около 1,5 см) установлен настраиваемый входной коллиматор. Наличие промежутка между нейтронноводом и экспериментальной установкой механически отделяет установку от паразитных вибраций нейтронновода. Для того чтобы вибрации зеркала не вызвали паразитных переходов между квантовыми состояниями, вся установка смонтирована на пассивной



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки в эксперименте [34]: 1 — входной нейтронновод, 2 — пассивная пневматическая антивибрационная защита, 3 — полированная гранитная плита, 4 — пьезоэлементы, 5 — вакуумная камера, 6 — зеркала и рассеиватели, 7 — детектор, 8 — магнитный экран, 9 — выходной коллиматор, 10 — нейтронный клапан, 11 — инклинометры, АЦП — аналого-цифровой преобразователь, ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь.

пневматической антивибрационной защите. Система трёх взаимосвязанных пневматических клапанов обеспечивает постоянную ориентацию "плавающей" поверхности оптического стола относительно направления гравитационного поля. Полированная гранитная плита смонтирована на поверхности "плавающего" оптического стола на трёх активных пьезоэлектрических ножках. Они связаны в замкнутую цепь с прецизионными инклинометрами, установленными на поверхности гранитной плиты. Активная подстройка длины пьезоэлементов позволяет обеспечить автоматическое ориентирование гранитной плиты относительно направления гравитационного поля с абсолютной точностью, лучшей, чем 10 мкрад. Пермаллоевый магнитный экран защищает от градиентов внешнего магнитного поля область вблизи зеркала. Положение оптических элементов установки изменяется с помощью пьезоэлементов и контролируется ёмкостными датчиками с абсолютной точностью, лучшей, чем 1 мкм. Входной нейтронпровод оканчивается раструбом с выходной щелью длиной 13 см в горизонтальном направлении и 1 см в вертикальном направлении, имеющей тонкое алюминиевое окно толщиной 30 мкм на выходе. Две толстые горизонтальные, поглощающие нейтроны пластины входного коллиматора по высоте и длине превышают размеры выходного окна нейтронпровода. Высота каждой из пластин может быть независимо настроена с точностью  $\approx 10$  мкм. Входной коллиматор в комбинации с рассеивателем и нижними зеркалами позволяет сформировать нужный спектр горизонтальных компонент скорости нейтронов.

Поток нейтронов на входе в экспериментальную установку однороден по высоте и изотропен по вертикальному углу в диапазонах, превышающих высоту щели и угловой аксептанс спектрометра более чем на порядок величины. Спектр горизонтальных компонент скорости нейтронов сформирован входным коллиматором, обе пластины которого могут быть установлены независимо на требуемую высоту. Фон внешних тепловых нейтронов подавлен 4 $\pi$ -защитой детектора. Низкофоновый детектор измеряет поток нейтронов на выходе спектрометра. Два окна дискриминации амплитуды сигнала  $^4\text{He}$ -газового детектора установлены следующим образом: одно окно, соответствующее узкому "пику" реакции  $n + ^3\text{He} \rightarrow t + p$ ,  $Q = 0,764$  МэВ, обеспечивает малое значение фона детектора; другое, гораздо более широкое, окно ( $E > 0,15$  МэВ) позволяет регистрировать "все нейтронные события". Обычно уровни дискриминации сигнала детектора были настроены так, чтобы около 50 % нейтронных событий регистрировались в первом случае и около 90 % — во втором. Сложная система коллиматоров и нейтронных экранов защищает детектор от рассеянных ультрахолодных, тепловых и быстрых нейтронов из зала реактора и из самой экспериментальной установки. При нулевой высоте рассеивателя и включённом реакторе счёт детектора в пределах статистической точности соответствует фону детектора, измеренному при выключенном реакторе.

### 3.2. Сканирование нейтронной плотности рассеивателем (интегральный метод)

Метод обнаружения гравитационных квантовых состояний нейтрона заключается в измерении пропускания

нейтронов сквозь узкий зазор  $\Delta z$  между горизонтальным зеркалом и рассеивателем над ним. В классическом представлении высота зазора  $\Delta z$  позволяет анализировать вертикальную компоненту скорости. В квантовом представлении, если  $\Delta z \gg z_n$ , нейтроны в  $n$ -м квантовом состоянии проходят зазор без значительных потерь, однако если зазор уменьшается, то нейтронная волновая функция  $\psi_n(z)$  начинает проникать в рассеиватель и вероятность потери нейтронов возрастает. Если  $\Delta z \leq z_n$ , то зазор оказывается практически непрозрачным для нейтронов в  $n$ -м квантовом состоянии. В "идеальном" эксперименте с бесконечно хорошим энергетическим разрешением на высотах  $\Delta z \approx z_n$  поток проникающих сквозь зазор нейтронов  $N_{QM}(\Delta z)$  изменялся бы скачкообразно. На достаточно больших высотах  $\Delta z$  зависимость потока проникающих нейтронов от высоты при условии однородного заполнения нейтронами фазового пространства должна стремиться к плавной классической зависимости:

$$N_{QM}(\Delta z) \rightarrow N_{cl}(\Delta z) \sim (\Delta z)^{3/2}. \quad (6)$$

Выражение (6) справедливо, если рассеиватель абсолютно эффективен (в квазиклассическом приближении). Сравнение экспериментальных данных с асимптотикой (6) является хорошей проверкой качества рассеивателя. Если зависимость  $N(\Delta z)$  от высоты  $\Delta z$  слабее, чем  $\sim (\Delta z)^{3/2}$ , то эффективность рассеивателя мала.

Если мы установим сверху вместо рассеивателя второе зеркало, то зависимость потока проникающих в зазор нейтронов от размера зазора должна превратиться в линейную:

$$N_{\text{test}}(\Delta z) \sim \Delta z, \quad (7)$$

что может быть проверено. Это предел "очень плохого" рассеивателя.

В эксперименте с зеркалом снизу и рассеивателем сверху измеренный поток проникающих в зазор нейтронов  $N(\Delta z)$  должен быть подавленным по сравнению с классической зависимостью  $N_{cl}(\Delta z)$ . Подавление наиболее сильное, если  $\Delta z < z_1$ . Пренебрегая ступенчатостью зависимости потока проникающих нейтронов на высотах  $\Delta z > z_1$  ("тонкой структурой"), можно записать следующее "нулевое" приближение:

$$N_{QM,0}(\Delta z) \sim (\Delta z - z_1)^{3/2}. \quad (8)$$

Здесь сдвиг  $z_1 \approx 15$  мкм зависимости  $N_{QM,0}(\Delta z)$  соответствует энергии нижнего квантового состояния  $E_1 \approx 1,41$  пэВ или, другими словами, эффективному уменьшению доступного для нейтронов объёма фазового пространства по сравнению с таковым в классической модели, возникающему в соответствии с принципом неопределённости. "Нулевое" приближение неплохо описывает экспериментальные данные, так как идеальная ступенчатая зависимость размыта как из-за экспериментального разрешения прибора, так и из-за формы волновых функций нейтронов, не имеющих резких границ, а именно вследствие туннелирования нейтронов сквозь гравитационный барьер, разделяющий классически разрешённую область и рассеиватель. Это явление рассматривается в разделе 3.3.

### 3.3. Туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер

Первая теоретическая модель взаимодействия нейтрона в гравитационном квантовом состоянии с рассеивателем учитывает доминирующее явление: туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер, отделяющий классически разрешённую для нейтрона область от рассеивателя [29, 45]. Эту модель можно представить в простых аналитических выражениях. Мы подробно рассмотрим эту модель в данном разделе, а в разделе 3.4 кратко представим новые возможности, предоставляемые другими моделями [46–48].

Рассмотрим форму волновых функций нейтрона в квантовых состояниях, показанную в левой части рис. 2. В классически запрещённой области  $z > z_n$  асимптотические выражения для волновых функций  $\psi_n(z)$  задаются соотношением (4). Такое проникновение нейтронов в классически запрещённую область — это чисто квантовое явление, называемое туннельным эффектом. Именно оно определяет пространственное разрешение измерения интегральным методом, поскольку проникаемость гравитационного барьера недостаточно резко зависит от высоты рассеивателя. Воспользуемся стандартным методом описания  $\alpha$ -активности ядер в рамках теории Гамова. Время жизни  $\alpha$ -активного ядра равно произведению проникаемости ядерного потенциального барьера для  $\alpha$ -частицы на частоту соударений  $\alpha$ -частицы с этим барьером. Для того чтобы оценить время жизни нейтрона в нашем случае, предположим, что потеря нейтрона в единицу времени пропорциональна вероятности его обнаружения на высоте рассеивателя. Невозмущённая плотность вероятности  $|\psi_n(\xi(z))|^2$  обнаружения нейтрона на высоте  $z$  в классически запрещённой области  $z > z_n$  равна квадрату модуля нейтронной волновой функции, задаваемой соотношением (4):

$$|\psi_n(\xi_n(z))|^2 \rightarrow C_n^2 \xi_n^{-1/2} \exp\left(-\frac{4}{3} \xi_n^{3/2}\right), \quad \xi_n \rightarrow \infty. \quad (9)$$

В действительности нейтронная волновая функция внутри рассеивателя отличается от невозмущённой волновой функции, задаваемой соотношением (9). Пренебрегая возмущением и факторами, слабо зависящими от  $\xi$ , можно оценить вероятность  $P_n^{\text{tunnel}}(\Delta z)$  нахождения нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии внутри рассеивателя на высоте  $\Delta z > z_n$  как

$$P_n^{\text{tunnel}}(\Delta z) = \int_{\Delta z}^{\infty} |\psi_n(z)|^2 dz \approx \exp\left(-\frac{4}{3} \xi_n^{3/2}\right), \quad (10)$$

где  $(\Delta z - z_n)/z_0$ ,  $\Delta z > z_n$ . Такое же выражение получится, если вычислить вероятность туннелирования нейтрона сквозь гравитационный барьер в квазиклассическом приближении. Как видно из уравнения (10), вероятность  $P_n^{\text{tunnel}}(\Delta z)$  быстро уменьшается с возрастанием  $\Delta z$ , если  $\Delta z > z_n$ . Если высота рассеивателя меньше высоты классической точки поворота нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии ( $\Delta z < z_n$ ), то вероятность  $P_n^{\text{tunnel}}(\Delta z)$  велика и может быть принята за единицу:

$$P_n^{\text{tunnel}}(\Delta z) = 1, \quad \Delta z \leq z_n. \quad (11)$$

Вследствие туннелирования нейтронов сквозь гравитационный барьер в рассеиватель квантовые состояния

нейтронов являются квазистационарными. Вероятность потери нейтронов, или обратное время их жизни в  $n$ -м квантовом состоянии  $(\tau_n^{\text{abs}}(\Delta z))^{-1}$ , можно оценить как произведение частоты их "столкновений" с гравитационным барьером  $\omega_n$  на вероятность их туннелирования в рассеиватель:

$$\frac{1}{\tau_n^{\text{abs}}(\xi_n(\Delta z))} \approx \begin{cases} \omega_n \exp\left(-\frac{4}{3} \xi_n^{3/2}\right), & \xi_n > 0, \\ \omega_n, & \xi_n \leq 0, \end{cases} \quad (12)$$

$$\omega_n = \frac{\Delta E_{n+1,n}}{\hbar} \approx \sqrt[3]{\frac{m\pi^2 g^2}{3\hbar(n-1/4)}}. \quad (13)$$

Рассмотрим прохождение нейтронов с горизонтальной компонентой скорости  $V_{\text{hor}}$  в направлении вдоль пучка нейтронов сквозь зазор высотой  $\Delta z$  между зеркалом и рассеивателем. В течение времени пролёта нейтронов сквозь зазор длиной  $L$ , равного  $\tau^{\text{pass}}(V_{\text{hor}}) = L/V_{\text{hor}}$ ,  $n$ -е квантовое состояние частично распадается. Вероятность прохождения нейтронов сквозь зазор

$$P_n(\Delta z, V_{\text{hor}}) = \exp\left(-\frac{\tau^{\text{pass}}(V_{\text{hor}})}{\tau_n^{\text{abs}}(\Delta z)}\right). \quad (14)$$

Если высота рассеивателя мала,  $\Delta z < z_n$ , то время жизни нейтрона в  $n$ -м квантовом состоянии  $\tau_n^{\text{abs}}(\Delta z)$  много меньше, чем время пролёта нейтрона сквозь зазор между зеркалом и рассеивателем  $\tau^{\text{pass}}(V_{\text{hor}})$ . Поэтому вероятность прохождения нейтронов сквозь зазор  $P_n(\Delta z, V_{\text{hor}})$  (14) мала и точное выражение для вероятности туннелирования (11) не имеет значения. В итоге поток проникающих нейтронов в нескольких квантовых состояниях может быть выражен в виде

$$\begin{aligned} F(\Delta z, V_{\text{hor}}) &= \sum_n F_n(\Delta z, V_{\text{hor}}) = \\ &= F_0 \sum_n \left( \beta_n \exp\left(-\frac{L}{V_{\text{hor}}} \sqrt[3]{\frac{m\pi^2 g^2}{3\hbar(n-1/4)}}\right) \times \right. \\ &\quad \times \begin{cases} \exp\left[-\frac{4}{3} \left(\frac{\Delta z - z_n}{z_0}\right)^{3/2}\right], & \Delta z > z_n \\ 1, & \Delta z \leq z_n \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\beta_n$  — заселённость  $n$ -го квантового состояния,  $F_0$  — нормировочный коэффициент. Резкость зависимости  $F_n(\Delta z, V_{\text{hor}})$  (15) от параметра  $\Delta z$  в области  $\Delta z > z_n$  определяет точность, с которой возможно разделение квантовых состояний нейтронов при измерении полного потока проникающих в зазор нейтронов; поэтому резкость этой зависимости определяет наилучшее достижение пространственного разрешения нашего спектрометра.

Чем больше разность  $\Delta z - z_n$ , тем резче зависимость времени жизни квантового состояния от параметра  $\Delta z$ , хотя пространственное разрешение спектрометра с увеличением времени жизни квантового состояния возрастает логарифмически медленно. Лучшее пространственное (энергетическое) разрешение спектрометра соответствует более длительному времени наблюдения нейтрона в квантовом состоянии в зазоре между зеркалом и рассеивателем, т.е. большей длине  $L$  пары зеркало–рассеиватель или меньшей величине  $V_{\text{hor}}$ . Зависимость энергетического разрешения от времени наблюдения, в частности, рассчитана в работе [46]. Однако



свобода существенного уменьшения  $V_{\text{hor}}$ , так же как и заметного увеличения  $L$ , ограничена технологически. Это означает, что разрешение спектрометра [34], по сути, определяется фундаментальным физическим явлением: квантовым туннелированием нейтронов сквозь гравитационный потенциальный барьер. Пространственное разрешение спектрометра может быть заметно улучшено только при увеличении времени хранения нейтронов в квантовых состояниях на несколько порядков величины в квантовой ловушке спектрометра GRANIT (GRAVitational Induced Neutron Transitions) [43]. Другой способ существенного улучшения разрешения спектрометра основан на использовании прецизионных позиционно-чувствительных нейтронных детекторов [34], представленных в разделе 3.5, или при измерении частоты резонансных переходов между квантовыми состояниями.

Модельная зависимость (15) получена для нижних квантовых состояний в пренебрежении деформацией волновых функций нейтронов рассеивателем. В действительности рассеиватель "выталкивает" волновые функции. В связи с этим значения  $z_n$ , полученные подгонкой зависимости (15) к экспериментальным данным, будут систематически немного меньше, чем соответствующие невозмущённые значения. Кроме того, мы использовали приближённые асимптотические выражения для волновых функций нейтронов; поэтому для малых значений  $\xi_n < 1$  требуются поправки. Тем не менее уравнение (15) хорошо описывает наиболее важные физические явления и может быть использовано для приближённой подгонки:

$$F(\Delta z, V_{\text{hor}}) = \sum_n F_n(\Delta z, V_{\text{hor}}) = F_0 \sum_n \left( \beta_n \exp \left( -\alpha \frac{L}{V_{\text{hor}}} \sqrt{\frac{m\pi^2 g^2}{3\hbar(n-1/4)}} \right) \times \begin{cases} \exp \left[ -\frac{4}{3} \left( \frac{\Delta z - z_n}{z_0} \right)^{3/2} \right], & \Delta z > z_n \\ 1, & \Delta z \leq z_n \end{cases} \right). \quad (16)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент, отвечающий за конечную эффективность рассеивателя. Такая параметризация описывает экспериментальные данные с малым числом свободных параметров. Эффективная "высота" шероховатого рассеивателя определяется в первом приближении как средневзвешенная высота по профилю шероховатой поверхности, если шероховатость значительно меньше  $z_0$ . Если высота шероховатостей больше характерного масштаба задачи  $z_0$  или сравнима с ним, то понятие высоты рассеивателя должно быть пересмотрено на основе более строгой модели. Однако, как будет показано в разделе 4, представленная модель достаточно точна для анализа полученных экспериментальных данных.

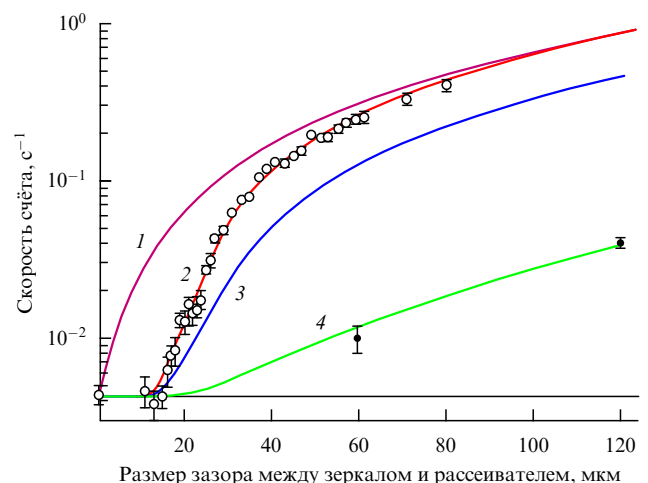
### 3.4. Модели взаимодействия нейтрона в квантовом состоянии с рассеивателем

Модель [48] приводит к аналитическим выражениям для потока нейтронов, проникающих сквозь щель между зеркалом и рассеивателем, по сути, похожим на уравнение (16). Различие заключается в замене пределов интегрирования в уравнении (10), отвечающих за оценку вероятности потери нейтрона на один квазиклассический

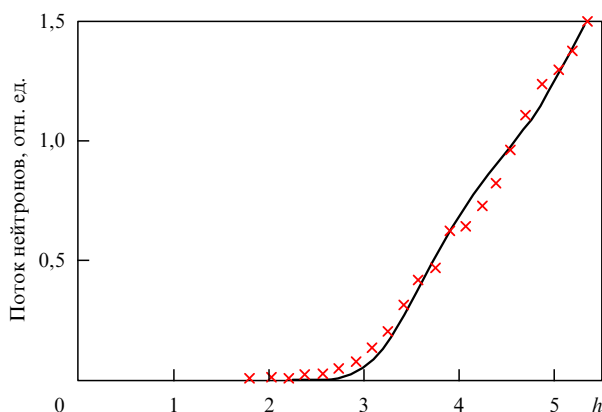
удар о рассеиватель. В модели [45] вероятность потери нейтрона пропорциональна квадрату амплитуды невозмущённой рассеивателем волновой функции нейтрона в соответствующем квантовом состоянии, а эффективность рассеивателя пропорциональна квадрату амплитуды шероховатости рассеивателя, умноженной на свободный параметр. В модели [48] принимается во внимание деформация волновых функций нейтрона рассеивателем. А именно считается, что действие рассеивателя сводится к тому, что волновая функция обнуляется на его поверхности (доминирующий вклад в деформацию), а вероятность потери принимается пропорциональной интегралу перекрытия квадрата возмущённой волновой функции нейтрона и шероховатостей рассеивателя. В пределе больших амплитуд шероховатости рассеивателя модель [48] сводится к модели [45] с точностью до определения нормировочных коэффициентов.

Однако в рамках модели [48] можно анализировать эксперимент не только в стандартной геометрии, показанной на рис. 3, но и в тестовой, так называемой обратной геометрии, в которой рассеиватель помещается снизу, а зеркало — сверху. Такое измерение очень чувствительно к качеству рассеивателя, и оно также является чувствительным тестом адекватности теоретического описания эксперимента. Рисунок 5 [48] показывает, насколько хорошо модель с одними и теми же подгоночными параметрами одновременно описывает экспериментальные данные в двух геометриях.

Теоретическое описание "из первых принципов" взаимодействия УХН в квантовых состояниях с рассеивателем, не зависящее от свободных параметров, представлено в работах [46, 47] для случая шероховатостей с малой амплитудой и длиной корреляции, соответствующего проведённым измерениям. Шероховатая поверхность рассеивателя рассматривалась как зависящее



**Рис. 5.** Полные кружки соответствуют результатам измерения потока нейтронов сквозь горизонтальную щель между зеркалом и рассеивателем в зависимости от высоты рассеивателя. Тёмными кружками показан результат аналогичного измерения в "обратной геометрии", т.е. с рассеивателем снизу и зеркалом сверху. Кривая 1 — классическая зависимость в стандартной геометрии, 2 — результат подгонки в стандартной геометрии в рамках теоретической модели [48] с учётом гравитации, 3 — аналогичная кривая в отсутствие гравитации (одинаковая для стандартной и обратной геометрии), 4 — результат подгонки в обратной геометрии в рамках теоретической модели [48] с теми же параметрами, что и в стандартной геометрии. Горизонтальной прямой показан фон детектора.



**Рис. 6.** Зависимость потока нейтронов сквозь зазор между зеркалом и рассеивателем от высоты  $h$  (в единицах характерной высоты  $z_0$ ) зазора. Сплошной кривой показан результат теоретического расчета "из первых принципов" [47], крестики соответствуют экспериментальным результатам [29]. Амплитуда шероховатостей рассеивателя 0,7 мкм, длина корреляции 7 мкм, заселённости квантовых состояний приняты равными между собой.

от времени граничное условие для движущегося нейтрона. Эта задача, в свою очередь, сводится к задаче о зависящем от времени возмущающем потенциале, которая может быть решена точно и которая позволяет получить вероятности переходов между квантовыми состояниями в системе, включающей в себя зеркало, рассеиватель и гравитационное поле. Более того, получено строгое решение для динамики заселённости квантовых состояний. Найденное таким образом решение хорошо описывает полученные экспериментальные данные (рис. 6). Отметим, что ни заселённости квантовых состояний (которые принимаются равными между собой), ни характерные высоты квантовых состояний  $z_n$  не являются свободными параметрами в этой модели.

Для всех представленных теоретических моделей наиболее трудным оказывается случай больших (по сравнению с  $z_0$ ) амплитуд шероховатостей, поскольку высота рассеивателя становится плохо определённой величиной. Однако последний случай интересен с методической точки зрения, так как позволяет получить наибольшую эффективность рассеивателя. Предел больших амплитуд шероховатости будет изучаться с помощью спектрометра GRANIT, представленного в разделе 5.3.

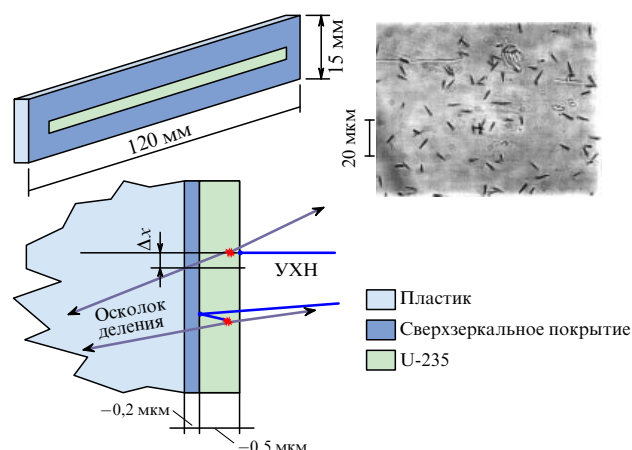
### 3.5. Измерение нейтронной плотности над зеркалом позиционно-чувствительными детекторами (дифференциальный метод)

Для того чтобы разрешить возбуждённые квантовые состояния и точно измерить их параметры, можно применять и другие методы, например так называемый дифференциальный метод [40], в котором используются позиционно-чувствительные детекторы с очень высоким пространственным разрешением ( $\sim 1$  мкм), разработанные специально для этой задачи [34]. Дифференциальный метод позволяет также непосредственно измерять распределение нейтронной плотности под гравитационным барьером или, другими словами, туннелирование нейтронов сквозь гравитационный барьер.

Прямое измерение пространственного распределения плотности в стоячей нейтронной волне над зеркалом

предпочтительно по отношению к его сканированию с помощью рассеивателя, устанавливаемого на разной высоте. Дифференциальный метод позволяет одновременно измерять вероятности обнаружения нейтрона на всех представляющих интерес высотах. В интегральном методе информация о вероятности обнаружения нейтрона на данной высоте извлекается посредством вычитания значений нейтронного потока, измеренного при двух близких значениях высоты рассеивателя. Ясно, что дифференциальный метод гораздо более чувствителен, чем интегральный, и поэтому позволяет набрать желаемую статистическую точность за гораздо более короткий промежуток времени. Это важно ввиду чрезвычайно малого счёта в этом эксперименте даже при использовании наиболее интенсивных потоков УХН из доступных сегодня. Более того, рассеиватель, применяемый в интегральном методе, неизбежно искажает измеряемые квантовые состояния, деформируя их собственные волновые функции и сдвигая их собственные значения энергии. Конечная точность учёта этих деформаций приводит к систематическим неопределённостям, что в конце концов ограничивает достижимую точность измерения параметров квантовых состояний. По этой и другим причинам использование позиционно-чувствительных детекторов для прямого измерения распределения по высоте вероятности обнаружения нейтронов над зеркалом является очень привлекательным. Однако до проведения экспериментов, представленных в настоящем обзоре, таких детекторов с пространственным разрешением  $\sim 1$  мкм не существовало. Поэтому нам необходимо было предложить и разработать детекторы такого типа, а также методы работы с ними. Результатом явились позиционно-чувствительные пластиковые трековые детекторы (CR39) с тонким урановым ( $^{235}\text{UF}_4$ ) или борным ( $^{10}\text{B}$ ) покрытием, представленные в работе [34] (рис. 7).

Треки, созданные вхождением в пластик детектора дочерних ядер, испущенных при индуцированном нейтронами делении ядер  $^{235}\text{U}$ , увеличиваются до диаметра



**Рис. 7.** Позиционно-чувствительные пластиковые трековые нейтронные детекторы (CR39) с тонким урановым покрытием ( $^{235}\text{UF}_4$ ). Размер чувствительного уранового слоя детектора  $5 \times 100$  мм, размер пластиковой пластины  $15 \times 120$  мм. Характерная толщина уранового слоя 0,5 мкм. На вставке в правой части рисунка изображена поверхность детектора после его химического травления, наблюдаемая с помощью сканирующего оптического микроскопа.

$\approx 1$  мкм методом химического травления пластика в растворе щёлочи. Проявленный детектор размером в несколько сантиметров сканируется с помощью оптического микроскопа с точностью позиционирования  $\approx 1$  мкм. Чувствительный слой  $^{235}\text{U}$  достаточно тонок (менее 1 мкм), так что координаты вхождения нейтрона в урановый слой почти совпадают с координатами вхождения дочернего ядра в пластик. С другой стороны, чувствительный слой достаточно толст для того, чтобы обеспечить значительную эффективность регистрации УХН (примерно 30 %). Методика измерения и предварительный анализ результатов представлены в работе [31].

Исследуются также аналогичные детекторы с борным покрытием. Эти детекторы обладают принципиальной возможностью увеличения эффективности регистрации УХН (существенно большее сечение взаимодействия с нейтронами), но в то же время им свойственны более высокие фоны из-за трудности идентификации относительно коротких треков  $\alpha$ -частиц, образующихся в результате регистрации нейтрона. Альтернативные типы позиционно-чувствительного детектора реального времени разрабатываются в работах [83, 84]. Хотя пространственное разрешение этих детекторов (около 5 мкм) пока ещё является недостаточно высоким для прямого измерения волновых функций нейтронов в гравитационных квантовых состояниях, сама возможность проведения измерений в реальном времени очень привлекательна.

В работе [40] измерения с позиционно-чувствительными детекторами были проанализированы с точки зрения их оптимизации для идентификации квантовых состояний нейтронов. Пространственная вариация нейтронной плотности над зеркалом плохо выражена для совокупности относительно большого числа равнозаселённых состояний. Однако она может быть значительно усилена при соответствующем подборе заселённостей. Дело в том, что каждый квадрат модуля волновой функции нейтрона  $|\psi_n(z)|^2$  в квантовом состоянии  $n$ , соответствующий вероятности обнаружения нейтрона на высоте  $z$  над поверхностью зеркала, имеет  $n$  максимумов и  $n - 1$  минимумов между ними с нулевым значением в каждом минимуме (см. рис. 2), как любая стоячая волна. При этом высота  $\sim 10$  мкм первого максимума функции  $|\psi_1(z)|^2$  приходится приблизительно на первые минимумы функций  $|\psi_n(z)|^2$  для нескольких нижних квантовых состояний, кроме первого. Идеальный эксперимент состоял бы в выделении одного или нескольких квантовых состояний с  $n > 1$  и в прямом измерении вероятности обнаружения нейтрона в зависимости от высоты над зеркалом с помощью позиционно-чувствительного детектора с пространственным разрешением  $\sim 1$  мкм. При этом несколько нижних квантовых состояний ( $n > 1$ ) "когерентно" складываются: вероятность обнаружения нейтрона на высоте  $\sim 10$  мкм систематически намного меньше, чем вероятность его обнаружения на близких к этому значению высотах.

Рассмотрим схему такого эксперимента. Одно или два нижних квантовых состояния могут быть выделены с помощью рассеивателя обычным методом [28]; разрешение спектрометра для этого достаточно высоко. Метод нерезонансного переброса нейтронов из нижних квантовых состояний в более высокие [40] предполагает изготовление зеркала с небольшой отрицательной ступенькой на нижнем зеркале. Нейтроны находятся в

квантовых состояниях как слева, так и справа от ступеньки. Однако волновые функции нейтронов в одних и тех же квантовых состояниях сдвинуты относительно друг друга на высоту ступеньки  $\Delta z_{\text{step}}$ . Нейтроны из  $n$ -го квантового состояния  $\psi_{n,\text{before}}(z) = \psi_n(z + \Delta z_{\text{step}})$  перераспределяются после прохождения ступеньки между квантовыми состояниями  $\psi_{n,\text{after}}(z) = \psi_n(z)$  с вероятностями  $\beta_{nk}^2(\Delta z_{\text{step}})$ . В этом случае ступенька может рассматриваться как бесконечно быстрое возмущение и матричные элементы перехода  $\beta_{nk}(\Delta z_{\text{step}})$  могут быть выражены в виде

$$\beta_{nk}(\Delta z_{\text{step}}) = \int_0^\infty \psi_n(z + \Delta z_{\text{step}}) \psi_k(z) dz. \quad (17)$$

Если отрицательная ступенька достаточно велика, например равна  $-15$  мкм, то вероятности  $\beta_{n1}^2$  обнаружения нейтронов в нижнем квантовом состоянии после прохождения ступеньки чрезвычайно малы, потому что пространственный размер нейтронной волновой функции в нижнем квантовом состоянии  $\psi_1(z)$  после прохождения ступеньки меньше, чем 15 мкм.

Результат измерения состояния, подготовленного таким образом, приведён в разделе 4.3.

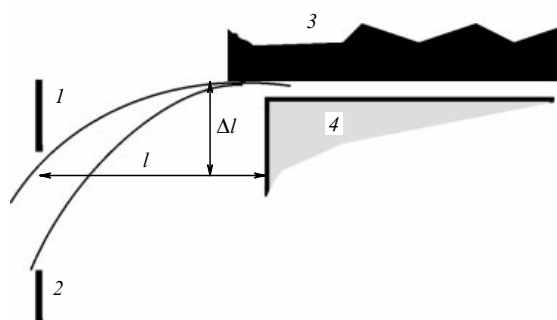
#### 4. Обнаружение и исследование гравитационных квантовых состояний нейтронов

Гравитационные квантовые состояния нейтронов исследовались с помощью гравитационного спектрометра, представленного в разделе 3.1, с использованием интегрального проточного метода (см. раздел 3.2). В первой серии экспериментов (раздел 4.1) удалось надёжно идентифицировать нижнее квантовое состояние и проверить отсутствие значительных систематических ложных эффектов. Во второй серии экспериментов (раздел 4.2) были измерены параметры двух нижних квантовых состояний и детально изучены возможные систематические эффекты. Возможность использования дифференциального проточного метода (см. раздел 3.5) была исследована экспериментально (раздел 4.3). Анализ полученных экспериментальных результатов основан на моделях, рассмотренных в разделе 3.3.

##### 4.1. Обнаружение основного квантового состояния

Целью первого измерения [27, 28] с помощью интегрального метода являлось экспериментальное обнаружение квантовых состояний нейтронов в гравитационном поле. Особое внимание уделялось наблюдению наиболее характерного свойства такой системы — непрозрачности зазора между зеркалом и рассеивателем для нейтронов, если размер системы не превышает характерного пространственного размера нижнего квантового состояния  $\Delta z < z_1$ , а также проверке и устранению возможных систематических эффектов.

Нейтроны с широким распределением по скоростям, координатам и углам поступают на вход экспериментальной установки. Спектр горизонтальных компонент скорости нейтронов измеряется с помощью перемещаемых горизонтальных пластин входного коллиматора. Рисунок 8 иллюстрирует схему интегрального метода измерения спектра горизонтальных компонент скорости нейтронов по направлению вдоль оси нейтронного пучка. Нейтроны, проникающие в зазор между зеркалом

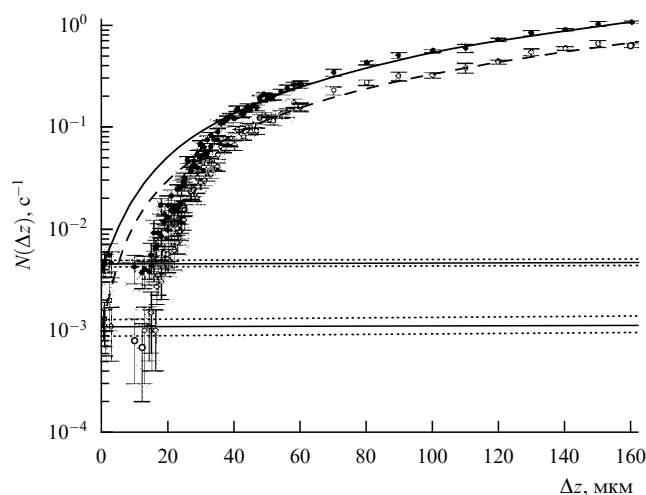


**Рис. 8.** Схема измерения и формирования спектра горизонтальных компонент скорости  $V_{\text{hor}}$ : 1 и 2 — верхняя и нижняя пластины входного коллиматора, каждая из которых может быть установлена на необходимую высоту независимо; 3 — рассеиватель, 4 — зеркало,  $l$  — расстояние между входным коллиматором и зеркалом. Траектория нейтрона поднимается на высоту  $\Delta l$  на этом промежутке и становится горизонтальной у входа в зазор между зеркалом и рассеивателем.

и рассеивателем, движутся в промежутке  $l$  по параболам, которые поднимаются не выше верхней поверхности рассеивателя, но выше положения верхней поверхности зеркала. Это условие, а также малость величины зазора между зеркалом и рассеивателем по сравнению с высотой щели входного коллиматора однозначно связывают величину  $V_{\text{hor}}$  с разностью  $\Delta l$  между высотой точки поворота нейтрона и высотой его траектории во входном коллиматоре. Время пролёта  $\tau_l$  между коллиматором и зеркалом  $\tau_l = l/V_{\text{hor}}$ , разность между высотой точки поворота нейтрона и высотой его траектории во входном коллиматоре  $\Delta l = g\tau_l^2/2$ , поэтому величину горизонтальной компоненты скорости нейтронов по направлению вдоль оси нейтронного пучка можно определить как  $V_{\text{hor}} = l\sqrt{g/(2\Delta l)}$ .

Вертикальное угловое расхождение ( $\approx 4 \times 10^{-2}$ ) определяется относительным положением титановых коллимационных пластин и передним (по направлению пучка УХН) краем нижнего зеркала. Система рассеиватель–зеркало уменьшает диапазон вертикальных скоростей нейтронов на порядок величины. Пропускание нейтронов зазором между зеркалом и рассеивателем измерялось в зависимости от угла наклона установки. Измерение показало отсутствие угловой зависимости и подтвердило ожидаемую однородность плотности падающих нейтронов в фазовом пространстве. Верхнее обрезание вертикальных составляющих скорости определяется высотой рассеивателя над зеркалом. Только те нейтроны могут проникнуть между нижним зеркалом и рассеивателем, вертикальная компонента скорости которых мала вблизи входного угла нижнего зеркала. Это позволяет выделить также диапазон скоростей  $V_{\text{hor}}$ . Нижнее обрезание компонент скорости  $V_{\text{hor}}$  определяется параболической траекторией, начинающейся на срезе нижней пластинки входного коллиматора. Верхнее обрезание задаётся верхней пластиной входного коллиматора.

Фазовая плотность, соответствующая только одному квантовому состоянию, мала. Поток нейтронов в "квантовом" режиме измерения (низкое положение рассеивателя) (рис. 9) составлял  $10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ , а полный поток нейтронов сквозь входной нейтронпровод —  $10^6 \text{ с}^{-1}$ , что больше в  $10^7 - 10^9$  раз. Поэтому эффективное подавление



**Рис. 9.** Характерная зависимость  $N(\Delta z)$  потока нейтронов сквозь зазор между зеркалом и рассеивателем в зависимости от высоты зазора  $\Delta z$ , измеренная при двух параллельных нижних зеркалах длиной 6 см каждое. Тёмные кружки — результаты измерений с дифференциальным окном дискриминации амплитуды сигнала детектора, соответствующим счёту "всех нейтронных событий". Сплошная кривая аппроксимирует результаты измерений классической зависимостью  $N_{\text{cl}}(\Delta z)$ . Светлыми кружками показаны результаты измерений с настройкой дифференциального окна дискриминации амплитуды сигнала детектора на узкий пик реакции  $n + {}^3\text{He} \rightarrow t + p$ . Штриховая кривая аппроксимирует эти данные классической зависимостью  $N_{\text{cl}}(\Delta z)$ . Горизонтальные прямые показывают значения фона детектора и их погрешности, измеренные при выключенном реакторе.

фонов очень важно. Фон, создаваемый внешними тепловыми нейтронами, подавлялся 4л-защитой детектора, боросодержащей резиной В4С. Длинное узкое окно в защите высотой всего несколько миллиметров позволяло регистрировать нейтроны, проникающие в детектор между нижним зеркалом (нижними зеркалами) и рассеивателем. Особое внимание было уделено той части нейтронного фона, которая могла бы возникнуть из-за многократного упругого отражения УХН внутри экспериментальной установки. Многослойная защита, расположенная между входным алюминиевым окном и зеркалами, предохраняет детектор от УХН, нагретых до тепловых энергий в нейтронноводе, на входе в установку и в самом коллиматоре. Однако защита не искажает спектр вертикальных и горизонтальных компонент скорости нейтронов, регистрируемых детектором. Прямой прострел из нейтронновода в детектор отсутствует. Нейтроны, которые захватываются в квантовые состояния, движутся до входа в зазор между зеркалом и рассеивателем по параболическим траекториям. Верхняя титановая пластинка входного коллиматора предохраняет от прямого прострела в детектор.

Нижние зеркала — это полированные пластины из оптического стекла. Поверхность нижних зеркал контролировалась с помощью малоуглового рассеяния рентгеновских лучей. Среднеквадратичная амплитуда шероховатостей составляла 1–2 нм, длина корреляции —  $\approx 10 \text{ мкм}$ . Рассеиватель — стеклянная пластина, макроскопически плоская, но обладающая большой микрошероховатостью. Амплитуда шероховатости порядка 1 мкм, а длина корреляции составляет несколько микрометров. Эта пластина покрыта методом магнетронного распыления сплавом Ti–Zr–Gd (в пропорции 54 : 11 : 35,

слой толщиной 0,2 мкм), используемым обычно в качестве антиотражающего подслоя в поляризаторах холодных нейтронов [85, 86]. Нейтроны могут быть поглощены в этом слое или рассеяны его поверхностью в незеркальном направлении. Незеркальное отражение "перемешивает" горизонтальную и вертикальную компоненты скорости нейтронов и сильно увеличивает частоту ударов нейтронов о рассеиватель. Этот механизм устраняет нейтроны с большой вертикальной компонентой скорости. Классическая оценка расстояния  $\Delta l_{cl}$  между двумя последовательными соударениями нейтрона с нижним зеркалом (если нейтрон не коснётся рассеивателя) составляет  $\Delta l_{cl} = 2V_{hor} \sqrt{2H_0/g}$ .

В случае использованного нейтронного спектра, если зеркало и рассеиватель длиннее, чем 10 см, нейтроны не могут проникнуть (в классическом приближении) сквозь зазор, не коснувшись нижнего зеркала и/или рассеивателя при любой из выбранных в эксперименте высот рассеивателя. Это условие позволяет оценить минимальную длину зеркала, достаточную для формирования спектра вертикальных компонент скорости. Соотношение неопределённостей задаёт ещё меньшее значение минимальной длины зеркала, необходимой для разрешения различных квантовых состояний:  $\Delta l_{QM} = V_{hor} \hbar / \Delta E_{1,2}$  (для двух нижних квантовых состояний). Длина зеркала должна быть значительно больше этих оценок.

Мы измерили пропускание нейтронов сквозь зазор между нижним зеркалом и рассеивателем в зависимости от высоты рассеивателя. Рассеиватель был смонтирован на трёх активных пьезоэлементах. Длина каждой ножки, содержащей пьезоэлемент, могла изменяться в пределах 250 мкм. Набор прецизионных двухосных инклинометров измерял относительное перемещение рассеивателя при последовательном удлинении (укорочении) пьезоэлементов. Нейтронный поток  $N(z)$  измерялся цилиндрическим газовым  $^3\text{He}$ -детектором (2,3 бар Ar, 30 торр  $^3\text{He}$ , 10 торр  $\text{CO}_2$ , длина  $\approx 20$  см и диаметр  $\approx 1,7$  см). Входное окно (длиной 12 см и высотой 1,5 мм) изготовлено из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. Детектор помещён внутрь вакуумной камеры; поэтому он работает без электрических разрядов, только если остаточное давление газа ниже, чем  $\approx 2 \times 10^{-2}$  торр. Алюминиевое входное окно детектора отражает нейтроны с нормальной к поверхности окна составляющей скорости, меньшей  $3,2 \text{ м с}^{-1}$ , но алюминиевые окна 1 на выходе нейтронновода (см. рис. 4) и на входе в вакуумную камеру 5 уже отразили такие нейтроны. Фон при выключенном реакторе равнялся  $(1,3 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $(4,6 \pm 0,3) \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  соответственно. Как видно из рис. 9, фон был эффективно подавлен: при нулевой высоте рассеивателя и включённом реакторе счёт детектора соответствовал в пределах статистической точности фону детектора, измеренному при выключенном реакторе. Другие источники фона, такие как тепловые нейтроны из реакторного зала или УХН, упруго или неупруго рассеянные внутри экспериментальной установки, были пренебрежимо малы.

Использовались две основные конфигурации нижних зеркал и рассеивателя. Ширины двух идентичных нижних зеркал в первом измерении равнялись 10 см, а длины — 6 см. Оба зеркала были установлены одно за другим с горизонтальным зазором между ними не более 5 мкм. Высоты обоих зеркал были равны между собой с точ-

ностью не хуже, чем несколько микрометров. Ширина рассеивателя равнялась 10 см, а длина — 13 см. Рассеиватель свешивался с нижнего зеркала в сторону входа нейтронного пучка так, что он не покрывал последние 2 см нижнего зеркала со стороны нейтронного детектора. Во втором измерении одно нижнее зеркало с той же толщиной и шириной, длиной 10 см было установлено вместо двух 6-сантиметровых нижних зеркал.

Сравнение экспериментальных данных с известной асимптотической зависимостью является хорошей проверкой качества рассеивателя. Рисунок 9 показывает, что классическая зависимость  $N_{cl}(\Delta z)$  хорошо аппроксимирует экспериментальные данные при больших значениях высоты рассеивателя  $\Delta z$ . С другой стороны, если мы установим сверху вместо рассеивателя второе зеркало, то мы должны получить соотношение (7), что и было подтверждено экспериментально в измерении с двумя зеркалами. Ожидаемая квантово-механическая зависимость  $N_{QM}^0(\Delta z)$  также приблизительно соответствует общему поведению экспериментальных данных при малых высотах рассеивателя. Результаты полной квантово-механической обработки, представленные в работах [45–48], не отличаются количественно, в пределах экспериментальных погрешностей первого эксперимента, от результатов упрощённого описания, но дают более сглаженные зависимости. Результаты измерений, в частности при  $\Delta z < 20$  мкм, противоречат классической зависимости  $N_{cl}(\Delta z)$ , но находятся в хорошем согласии с квантово-механическим ожиданием  $N_{QM}^0(\Delta z)$  или  $N_{QM}(\Delta z)$ . В пределах погрешности измерения потоки нейтронов не зависят от горизонтальной компоненты скорости нейтронов и, соответственно, от длины волны нейтронов. Имеет значение только вертикальная компонента скорости нейтронов.

Была измерена эффективность рассеивателя. Для этого рассеиватель устанавливался снизу, а 10-сантиметровое зеркало помещалось сверху (обратная геометрия). Такая сборка должна быть непрозрачной для нейтронов, если эффективность рассеивателя равна 100 %. Небольшой поток нейтронов, проникающих в такой зазор, позволяет оценить конечную эффективность рассеивателя. Эффективность оказалась более 95 % для зазора размером 120 мкм и более 98 % для зазора размером 60 мкм. Если воспользоваться квазиклассической оценкой расстояния между двумя последовательными соударениями с поверхностью, то средняя эффективность рассеивателя составляет более 90 % на один квазиклассический удар. Эта оценка соответствует качеству рассеивателя, которое с запасом является достаточным для того, чтобы предотвратить возникновение существенных ложных эффектов в основном эксперименте. Превышение потока нейтронов в прямой геометрии (рассеиватель сверху) над потоком в обратной геометрии (рассеиватель снизу) примерно в 20 раз при размере зазора 120 мкм и почти в 50 раз при размере зазора 60 мкм возникает только из-за гравитационного поля. Без гравитации оба измерения (в прямой и обратной геометрии) дали бы эквивалентные результаты.

Проанализируем надёжность экспериментальных результатов и рассмотрим систематические неопределённости, которые могли бы повлиять на их интерпретацию с точки зрения наблюдения нижнего квантового состояния нейтронов в гравитационном поле. Связанный с нейтронным пучком фон пренебрежимо мал, если

высота рассеивателя менее чем  $\approx 15$  мкм (см. рис. 9). Экспериментальные результаты хорошо воспроизводимы: "непрозрачность" зазора между зеркалом и рассеивателем при малых высотах зазора была измерена 11 раз с различными конфигурациями зеркал. Точность изготовления зеркал, рассеивателя, коллиматора достаточно высока для того, чтобы исключить любые проблемы, связанные с их формой. Изучение поверхности зеркала с помощью рентгеновских лучей подтвердило, что вероятность незеркального отражения нейтронов должна быть, по крайней мере, меньше одного процента. Это важно, потому что можно представить себе ситуацию, при которой прохождение нейтронов сквозь зазор может быть подавлено вследствие низкого качества нижнего зеркала. Можно оценить количество отражений нейтронов от нижнего зеркала в классическом приближении, а фактор подавления нейтронного потока при малых высотах рассеивателя — из экспериментальных данных. Тогда наблюдаемое подавление потока нейтронов, проникающих сквозь зазор при малых высотах рассеивателя, могло бы быть объяснено низким качеством зеркала только при условии, что вероятность незеркального отражения от него достигает  $\sim 60\%$ , что заведомо противоречит результатам, полученным с помощью рентгеновских лучей. Кроме того, прохождение нейтронов в этом случае сильно зависело бы от горизонтальной компоненты скорости нейтронов, что также противоречит наблюдениям.

Экспериментальная установка была окружена пермалловым экраном; остаточные градиенты магнитного поля (которые приводили бы к результату, аналогичному "искривлению" поверхности зеркала) были пренебрежимо малы. Для того чтобы избежать паразитного подавления прохождения нейтронов в зазор между зеркалом и рассеивателем, вызванного дифракцией нейтронов на входном угле нижнего зеркала, угловое распределение нейтронов в начальном пучке было выбрано достаточно широким. Таким образом, угол дифракции для нейтронов в нижнем квантовом состоянии гораздо меньше, чем угловая расходимость начального нейтронного пучка. Кроме того, эффект от дифракции сильно зависел бы от длины волны нейтронов, определяемой горизонтальной компонентой скорости нейтронов. Это противоречит наблюдениям.

Исключён и ложный эффект из-за систематического сдвига шкалы расстояний при измерении высоты рассеивателя. Максимальная результирующая ошибка в определении высоты рассеивателя при его установке составляла несколько микрон при высоте рассеивателя менее 100 мкм. Эта ошибка не обязательно пренебрежимо мала при средних и больших высотах ввиду накопления погрешности вследствие многих последовательных изменений высоты рассеивателя, а также из-за плохого контроля медленного дрейфа высоты опорных ножек или электроники инклинометров. Однако представленные в этом разделе результаты измерения заведомо свободны от заметных систематических ошибок в определении малых высот рассеивателя.

В последующих экспериментах измерение высоты рассеивателя производилось абсолютным ёмкостным методом. Во время эксперимента было проведено много дополнительных тестов надёжности определения высоты рассеивателя. Так, высота контролировалась с помощью прецизионных механических устройств (ком-

параторов) с точностью  $\approx 1$  мкм. Рассеиватель поднимался и опускался обратно до нулевой высоты. Такое движение легко проконтролировать с помощью инклинометров, поскольку рассеиватель в этом случае касается нижнего зеркала. Воспроизводимость и стабильность счёта нейтронов также постоянно контролировалась. В некоторых измерениях система пьезопозиционирования заменялась фольгами-прокладками с известной толщиной между зеркалом и рассеивателем. Каждый из тестов обеспечивал точность позиционирования, по крайней мере, несколько микрон при малых высотах рассеивателя. Наблюдение прозрачности для видимого света зазора между зеркалом и рассеивателем размером 15 мкм также подтвердило отсутствие значимого сдвига в измерении высоты рассеивателя. Напомним, что поток нейтронов сквозь этот зазор был равен нулю (см., например, рис. 9).

На основе всех представленных выше соображений можно сделать вывод о том, что зазор между нижним зеркалом и рассеивателем при высоте рассеивателя менее 15 мкм непрозрачен для нейтронов вследствие квантования состояний нейтронов в гравитационном поле над зеркалом. В представленном измерении впервые было обнаружено нижнее квантовое состояние нейтронов в гравитационном поле Земли.

Наблюдение более высоких квантовых состояний является более трудной экспериментальной задачей, чем измерение нижнего квантового состояния: для того чтобы обнаружить нейтронный поток, показывающий, что нижнее квантовое состояние заселено, следует сравнить почти нулевой счёт детектора (низкий уровень фона) с заметно более высоким счётом. А для того чтобы разрешить более высоко лежащие квантовые состояния, следует сравнить два ненулевых, близких по значению нейтронных потока. Кроме того, первая ступенька в зависимости нейтронного потока от высоты рассеивателя — самая большая, причём размер ступеньки быстро уменьшается с возрастанием номера квантового состояния. Поэтому, даже если бы экспериментальное разрешение ступенек было одинаковым для всех уровней, экспериментальное разделение двух соседних высоких квантовых состояний было бы затруднено. Однако как разность между энергиями соседних уровней, так и экспериментальная точность уменьшаются с возрастанием номера уровня. Трудности в наблюдении высоких квантовых состояний можно разделить на две группы. Первая связана с качеством самой экспериментальной установки (например, с точностью установки рассеивателя, свойствами нейтронного пучка и т.д.), что может быть в принципе улучшено. Вторая обусловлена накладываемыми квантовой механикой ограничениями (уничтожение нейтронов рассеивателем определяется перекрытием относительно гладкой нейтронной волновой функции в квантовом состоянии с профилем рассеивателя), которые не могут быть устранены при использовании описанной экспериментальной установки и метода измерения.

#### 4.2. Измерение параметров нижних квантовых состояний

Следующая серия экспериментов [29] была проведена с существенно более высоким разрешением спектрометра [34]. Методические погрешности эксперимента, а также методы их дальнейшего уменьшения были детально



изучены. Отметим особенности нового эксперимента. Установка имела следующие преимущества:

1) точность и надёжность определения высоты рассеивателя были значительно повышены за счёт использования ёмкостного метода измерения величины зазора между зеркалом и рассеивателем, так что соответствующие неопределённости стали пренебрежимо малы по отношению к ограничениям, накладываемым квантовой механикой;

2) статистическая чувствительность нового эксперимента была повышена за счёт оптимизации транспорта нейтронов перед входом в спектрометр, а также полной автоматизации процедуры измерения;

3) новый нейтронный детектор обладал ещё более низким уровнем фона;

4) использовались вновь изготовленные высококачественные оптические элементы (зеркала и рассеиватели).

Спектр горизонтальных компонент скорости нейтронов измерялся так же, как в [28]. Метод основан на значительном параболическом искривлении траекторий нейтронов в гравитационном поле Земли. Результат измерения спектра компонент скорости  $V_{\text{hor}}$  показан на рис. 10. Оба использованных метода измерения спектра горизонтальных компонент скорости нейтронов — с верхней и с нижней пластинами входного коллиматора — дают аналогичные результаты. Для меньших скоростей измерение, выполненное с помощью верхней пластины коллиматора, обладает большей статистической точностью; при больших скоростях нейтронов измерение, выполненное с помощью нижней пластины входного коллиматора, является более статистически точным.

Отражение нейтронов от зеркал в экспериментах изучалось несколькими методами. Волнистость зеркала на относительно большом пространственном масштабе измерялась с помощью дифракции света (если бы волнистость зеркала была достаточно большой, то она привела бы к малоугловому рассеянию нейтронов в основ-

ном эксперименте, а значит, и к потере нейтрона из квантового состояния). Микрошероховатости поверхности зеркал измерялись с помощью рассеяния рентгеновских лучей (если бы микрошероховатости были достаточно велики, то они приводили бы к рассеянию нейтронов на большие углы в основном эксперименте). Оба измерения показали, что качество зеркал было достаточно высоким для того, чтобы исключить возможность заметных методических ошибок в проведённом эксперименте на обсуждаемом уровне точности. Однако наиболее прямым и методически прозрачным методом изучения зеркальных поверхностей является измерение зеркальности отражения нейтронов; причём длина волны нейтронов должна быть приблизительно равна их длине волны в основном эксперименте. Как уже отмечалось, ожидаемая вероятность незеркального отражения мала, поэтому её практически невозможно измерить при однократном отражении нейтрона от поверхности. Для того чтобы усилить наблюдаемый эффект потери нейтрона с зеркальной траектории, мы пропустили нейтронный пучок сквозь небольшой зазор между двумя параллельными зеркалами под некоторым углом к зеркальным поверхностям. Это позволило получить много последовательных отражений нейтронов от поверхности. Если бы вероятность зеркального отражения равнялась единице, то поток нейтронов  $F(\Delta z)$  был бы пропорционален размеру зазора (в пренебрежении квантовыми эффектами в такой системе, поскольку размер зазора достаточно велик). Однако любая потеря нейтрона с зеркальной траектории уменьшила бы поток проникающих нейтронов, в частности, когда размер зазора мал и поэтому число отражений велико. В первом приближении поток нейтронов  $F(\Delta z) = a\Delta z(1 - K_{\text{loss}})^{L\varphi/\Delta z}$ , где  $K_{\text{loss}}$  — вероятность потери нейтрона с зеркальной траектории (в предположении, что вероятность не зависит от угла падения и скорости нейтрона),  $L$  — длина зеркала,  $\varphi$  — средний угол падения нейтронного пучка на поверхность зеркала,  $a$  — нормировочная константа,  $\Delta z$  — размер зазора, отсюда

$$K_{\text{loss}} = 1 - \left[ \frac{F(\Delta z)}{a\Delta z} \right]^{\Delta z/(L\varphi)}.$$

Нижнее зеркало представляло собой полированное стекло длиной  $L = 12$  см, которое использовалось в основном эксперименте; верхнее зеркало — аналогичное стекло, покрытое слоем меди толщиной 0,2 мкм посредством магнетронного напыления или слоем Ti—Zr—Gd. Величина зазора между зеркалами была измерена ёмкостным методом и установлена с помощью пьезоэлементов таким же способом, как и в основном эксперименте. Угол  $\varphi$  между осью нейтронного пучка и поверхностью зеркала равнялся  $2,5 \times 10^{-2}$  рад, что достаточно для обеспечения многократных последовательных соударений нейтронов с поверхностью зеркал. Величина  $K_{\text{loss}}$  для стеклянной поверхности не превышала  $(1,6 \pm 0,2) \times 10^{-2}$  на один удар (даже в предположении идеально зеркального отражения нейтронов от медной поверхности), что много меньше обратного числа последовательных ударов нейтронов о нижнее зеркало в основном эксперименте (в квазиклассическом приближении). В аналогичном измерении с зеркалом, покрытым слоем Ti—Zr—Gd, вероятность потери нейтронов с зеркальных траекторий составляла  $(1,8 \pm 0,3) \times 10^{-2}$  на

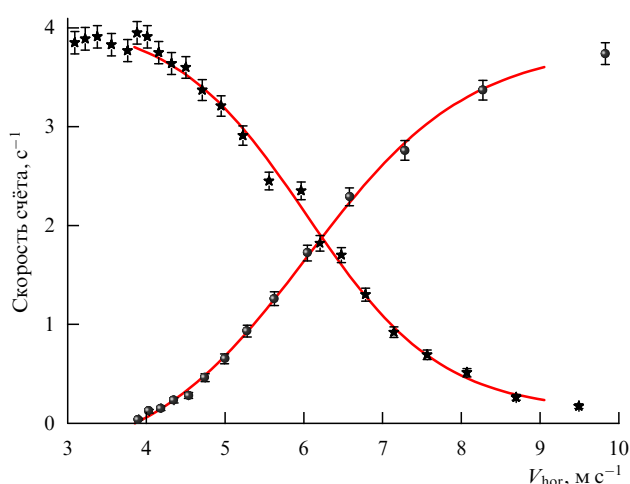


Рис. 10. Результаты измерения спектра горизонтальных компонент скорости нейтронов  $V_{\text{hor}}$ . Кружки соответствуют измерению спектра с помощью верхней пластины входного коллиматора (нижняя пластина установлена в самое нижнее положение). Звездочки показывают результат измерения спектра с помощью нижней пластины входного коллиматора (верхняя пластина установлена в самое верхнее положение). Сплошные кривые — аппроксимация экспериментальных результатов распределением Больцмана.

один удар (в предположении, что величины  $K_{\text{loss}}$  для стеклянной и гадолиниевой поверхностей равны). Однако, как ясно из сравнения с предыдущим экспериментом, нейтроны во втором измерении терялись в основном из-за неполного отражения от зеркала с антиотражающим покрытием. Таким образом, вероятность потери нейтрона с зеркальной траектории при его отражении от антиотражающего покрытия составляла около 3,5 %. Остаточный небольшой потенциальный барьер был, по-видимому, достаточно велик для полного отражения нейтронов от антиотражающего слоя. Даже если бы вещественная часть потенциального барьера была полностью компенсирована, то эффективное отражение нейтронов обеспечивалось бы мнимой частью потенциала; это так называемое металлическое отражение нейтронов от сильнопоглощающих материалов [87].

Макроскопическая плоскостность всех использовавшихся рассеивателей была не хуже, чем 0,5 мкм, их поверхности были изучены с помощью стандартных методик, в частности с использованием атомного силового микроскопа. Поверхность рассеивателя покрывалась тонким слоем меди толщиной 0,2 мкм методом магнетронного распыления. Это покрытие служило верхним электродом ёмкости, используемой для измерения расстояний между зеркалами и рассеивателем. Средняя шероховатость рассеивателя (определённая как полуширина распределения шероховатостей на полувысоте) составляла 0,7 мкм. Эта шероховатость меньше, чем в первой серии экспериментов, поэтому эффективность рассеивателя меньше; но теоретические неопределённости в определении его эффективной высоты тоже стали меньше. Такой амплитуды шероховатостей достаточно для эффективного рассеяния нейтронов в незеркальных направлениях, что приводит к возрастанию вертикальной компоненты их скорости, в результате чего возросшая частота соударений нейтронов с зеркалом и рассеивателем обеспечивает их быструю потерю.

Наша установка является прецизионным однокомпонентным гравитационным нейтронным спектрометром. Рассмотрим факторы, определяющие его пространственное разрешение в режиме сканирования нейтронной плотности рассеивателем.

1. Фундаментальные факторы, такие как конечная проницаемость гравитационного потенциального барьера, отделяющего классически разрешённую высоту от высоты рассеивателя. Другими словами, это конечная резкость асимптотического убывания с высотой функции Эйри, описывающей нейтронные квантовые состояния. Кроме того, разрешение ограничено конечным временем наблюдения нейтрона в спектрометре.

2. Неточность модели взаимодействия нейтронов с рассеивателем, в частности из-за учёта деформации волновых функций рассеивателем.

3. Методические ограничения, обусловленные, в частности, неопределённостью в абсолютном позиционировании рассеивателя или конечной шириной спектра горизонтальных компонент скорости нейтронов.

Первый и второй факторы, ограничивающие разрешение спектрометра, были, по сути, подробно рассмотрены в разделах 3.3, 3.4. Первый фактор "сглаживает" зависимости  $N(\Delta z)$  и тем самым не позволяет разрешить высоколежащие квантовые состояния, но сам по себе не приводит к систематическим ошибкам в определении

параметров квантовых состояний. Второй фактор (если не пользоваться более точным теоретическим анализом, представленным в работах [45–48]) может систематически сдвигать полученные значения параметров квантовых состояний. Соответствующая систематическая погрешность в определении значений точек поворота нижних квантовых состояний  $z_n$  составляет  $\pm 1,5$  мкм.

Интересно оценить минимальную неопределённость энергии квантового состояния нейтронов в нашем эксперименте, следующую из принципа неопределённостей. Для того чтобы провести такую оценку, сравним время наблюдения нейтронов в установке  $\tau^{\text{pass}}(V_{\text{hor}})$  с характерным квантово-механическим интервалом  $\Delta\tau_{\text{QM}}$ , равным отношению постоянной Планка и энергии нейтрона в нижнем квантовом состоянии  $\Delta\tau_{\text{QM}} = \hbar/E_1 \approx 0,5$  мс. Для средней величины горизонтальной скорости нейтрона  $6,5 \text{ м с}^{-1}$  (см. рис. 10) это отношение  $\tau^{\text{pass}}(6,5 \text{ м с}^{-1})/\Delta\tau_{\text{QM}} \approx 30$ , следовательно, время наблюдения в обсуждаемом эксперименте было достаточным для того, чтобы соответствующая неопределённость была заметно ниже достигнутого уровня точности.

Рассмотрим подробно неопределённости, связанные с точностью установления высоты рассеивателя. Расстояние  $\Delta z$  между зеркалом и рассеивателем измерялось с помощью ёмкостного метода. Несколько металлических (алюминиевых) электродов (размером  $2,0 \times 1,5$  см каждый) были нанесены методом магнетронного распыления на плоскую стеклянную поверхность нижнего зеркала. Ёмкости, образованные этими электродами и металлическим покрытием с большой площадью (толщиной 0,2 мкм) на нижней поверхности рассеивателя, были соединены в  $RC$ -электрическую цепочку, определяющую частоту осцилляций затухающего  $RC$ -генератора. Частота осцилляций однозначно соответствовала хорошо воспроизводимым образом расстоянию между поверхностями; причём зависимость частоты от расстояния могла быть достаточно хорошо аппроксимирована полиномом второй степени в диапазоне  $5 \text{ мкм} < \Delta z < 1 \text{ мм}$ . Зазоры меньшего размера непрозрачны для нейтронов в любом случае, кроме того, они не могут устанавливаться в автоматическом режиме ввиду мешающих частичек пыли между зеркалом и рассеивателем. На расстояниях более 1 мм (не требуемых для проведённого эксперимента) ёмкость становится малой и чувствительность ёмкостных датчиков уменьшается.

Однозначное соответствие между частотой осцилляций  $RC$ -генератора (включающего в себя соответствующую ёмкость) и расстоянием между электродами обеспечивает высокую воспроизводимость измерения расстояния (много лучше требуемой точности порядка 1 мкм); однако этого ещё недостаточно для точного определения абсолютной величины расстояния. Дополнительная процедура абсолютной калибровки расстояний была проведена тремя независимыми способами с помощью: 1) вольфрамовых проволочек-прокладок с известным диаметром, помещаемых между зеркалом и рассеивателем; 2) микроскопа с большим фокусным расстоянием, позволяющим получить оптическое изображение зазора; 3) прецизионного механического прибора (компаратора), позволяющего измерять относительные перемещения некоторой точки на верхней поверхности рассеивателя. Все эти методы дали согласующиеся между собой результаты. Применение наибо-

лее точного метода позволило прокалибровать абсолютные величины зазора между зеркалом и рассеивателем с точностью  $\approx 0,5$  мкм. Однако из-за наличия разности площадей поверхности разных электродов и/или паразитных ёмкостей ёмкостные датчики показывали разные значения частот для одинаковых высот с разбросом (5–7) %. Для простоты процедуры измерения мы, к сожалению, предположили, что датчики эквивалентны, что привело к отклонению от точного параллельного перемещения рассеивателя. Соответствующая неопределённость в значении высоты  $\Delta z$  составила  $\pm 1,0$  мкм при высоте зазора  $\Delta z \approx 15$  мкм и  $\pm 1,6$  мкм при  $\Delta z \approx 25$  мкм, что являлось допустимым в проведённом эксперименте.

Рассмотрим теперь результаты эксперимента. Зависимость потока нейтронов от высоты зазора между зеркалом и рассеивателем измерялась методом, аналогичным описанному в разделе 4.1 (с той разницей, что была значительно повышена точность позиционирования оптических элементов и увеличена статистическая точность эксперимента). Кроме того, более подробно была изучена зависимость потока нейтронов  $F(\Delta z, V_{\text{hor}})$  (16) от горизонтальной компоненты скорости нейтронов и типа рассеивателя и/или поглотителя. Показано, что пространственное разрешение спектрометра можно улучшить в случае более мягкого и более монохроматического спектра составляющих скорости  $V_{\text{hor}}$ . В проведённом эксперименте средняя амплитуда шероховатости поверхности рассеивателя составляла 0,7 мкм, т.е. была примерно в 1,5 раза меньше, чем в предыдущем эксперименте, представленном в разделе 4.1. Меньшая амплитуда шероховатостей соответствует меньшей эффективности рассеивателя и соответственно более низкому разрешению спектрометра. Показано, что чем жёстче спектр горизонтальных составляющих скорости нейтронов по направлению вдоль оси нейтронного пучка, тем меньше величина смещения  $X$  — свободного параметра в упрощённой квантово-механической зависимости  $F(\Delta z) \sim (\Delta z - X)^{3/2}$ , предполагающей наличие только одного нижнего квантового состояния и классической асимптотики для больших величин зазора. Эти аппроксимации соответствуют следующей дифференциальной зависимости смещения  $X$  от среднего значения  $\bar{V}_{\text{hor}}$ :

$$\left( \frac{\partial X}{\partial (\tau^{\text{pass}} \bar{V}_{\text{hor}})} \right)_{\tau^{\text{pass}} = 15 \text{ мс}}^{\text{exp}} = 0,16 \pm 0,04 \text{ мкм мс}^{-1}.$$

Интересно сравнить это измеренное значение с теоретически ожидаемым. Для этого следует оценить резкость зависимости функции  $F_1(\Delta z, V_{\text{hor}})$  от параметра этой функции  $V_{\text{hor}}$ , т.е. найти частную производную  $\partial F_1(\Delta z, V_{\text{hor}})/\partial (V_{\text{hor}})$ . Численное дифференцирование этой функции (см. уравнение (16)) при условии, что время наблюдения нейтрона в квантовом состоянии равно 15 мс, даёт результат, очень слабо зависящий от других параметров задачи:

$$\left( \frac{\partial X}{\partial (\tau^{\text{pass}})} \right)_{\tau^{\text{pass}} = 15 \text{ мс}}^{\text{theor}} = 0,2 \text{ мкм мс}^{-1},$$

— находящийся в разумном согласии с экспериментальной величиной.

Для того чтобы улучшить пространственное разрешение спектрометра (при заданной длине зеркала и

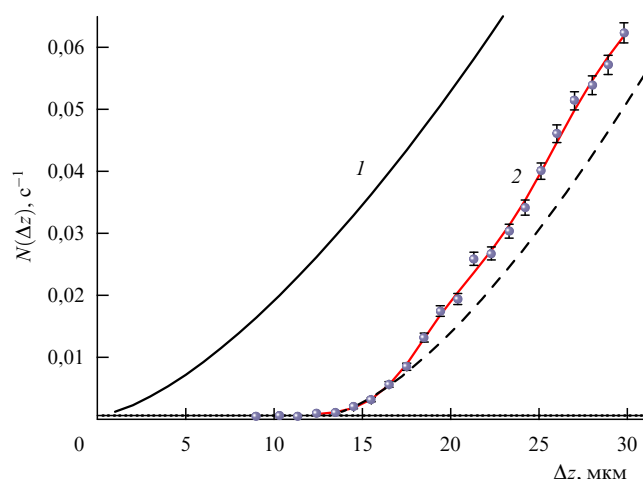
рассеивателя) или уменьшить длину зеркала и рассеивателя (при заданном пространственном разрешении спектрометра), необходимо изучить факторы, определяющие эффективность рассеивателя. Мы рассматривали два метода формирования спектра: 1) с помощью поглотителя из материала с большим сечением захвата или неупругого теплового нагрева нейтронов [7] и 2) с помощью шероховатого рассеивателя, рассеивающего нейтроны с зеркальных траекторий [33].

Преимущество поглотителя состоит в простоте определения его высоты над зеркалом: это высота его нижней плоской поверхности. Однако его эффективность низка: во-первых, даже идеальный поглотитель с нулевой вещественной частью эффективного потенциала отражал бы нейтроны с самыми малыми энергиями из-за наличия мнимой части эффективного потенциала; во-вторых, смешивая или сплавливая материалы с характерным значением вещественной части эффективного потенциала порядка  $10^{-7}$  эВ, практически невозможно получить результирующий однородный эффективный потенциал с требуемой малой величиной, порядка или менее  $10^{-12}$  эВ (определяемой параметрами квантовых состояний нейтронов в гравитационном поле Земли).

Рассеиватель во втором методе (основанный на упругом незеркальном отражении нейтронов от его макроскопически плоской и микроскопически шероховатой поверхности) позволяет преодолеть проблему низкой эффективности поглотителя. Он рассеивает нейтроны в незеркальных направлениях с вероятностью, близкой к единице (в квазиклассическом приближении), если амплитуда шероховатостей его поверхности сравнима с характерным масштабом  $z_0$  нашей квантово-механической задачи. Однако условие минимальной амплитуды шероховатостей создаёт труднорешаемую проблему: эффективная высота рассеивателя над зеркалом более не является хорошо определённой величиной и без адекватного и точного теоретического анализа неопределённость высоты рассеивателя составляет характерную величину тоже порядка  $z_0$ . Компромиссным решением может служить такой рассеиватель, амплитуда шероховатостей которого является достаточно большой для обеспечения относительно высокой эффективности рассеивания, но всё же заметно меньшей величины  $z_0$ , что позволило бы достаточно надёжно указать эффективную высоту рассеивателя над зеркалом.

Исходя из приведённых соображений, мы сравнили различные поглотители и рассеиватели, в частности: 1) шероховатый рассеиватель с медным покрытием; 2) аналогичный шероховатый рассеиватель с антиотражающим Ti—Zr—Gd-покрытием. Результаты измерений с этими рассеивателями совпадают в пределах статистических неопределённостей. Это означает, что основное свойство рассеивателя, обеспечивающее потерю нейтронов при взаимодействии с его поверхностью, заключается в его способности рассеивать нейтроны в незеркальном направлении на своих шероховатостях, а поглощающие свойства сами по себе значения не имеют. Суммарный результат приведён на рис. 11.

Проанализируем экспериментальные результаты в рамках модели туннелирования нейтронов сквозь гравитационный барьер, которая представлена в разделе 3.3. Сплошная линия справа на рис. 11 — результат подгонки к экспериментальным результатам зависимости (16), полученной в рамках модели туннелирования нейтро-



**Рис. 11.** Зависимость потока нейтронов сквозь зазор между зеркалом и рассеивателем от его высоты. Кружки показывают суммарные результаты, полученные с рассеивателями с медным и антиотражающим Ti–Zr–Gd-покрытиями. Кривая 1 — классическое ожидание  $N_{cl}(\Delta z)$ , нормированное так, что оно описывает экспериментальные данные в пределе больших размеров зазора. Штриховая кривая — упрощённая квантово-механическая зависимость  $N_{QM,0}(\Delta z)$ , предполагающая наличие только одного нижнего квантового состояния и асимптотическое классическое поведение  $N_{cl}(\Delta z)$  при больших величинах зазора. Горизонтальные прямые указывают фон детектора и соответствующий коридор погрешностей  $\bar{V}_{hor} = 4,9 \text{ м с}^{-1}$ . Кривая 2 аппроксимирует экспериментальные данные квантово-механической зависимостью, в которой характерные высоты первого и второго квантового состояний  $z_1$  и  $z_2$ , заселённость нижнего квантового состояния, нормировочная константа, а также эффективность рассеивателя — свободные параметры.

нов сквозь гравитационный барьер. В этом вычислении характерные высоты квантовых состояний  $\{z_n, n > 2\}$  полагаются равными теоретически ожидаемым для невозмущённых квантовых состояний, две нижние характерные высоты  $z_1$  и  $z_2$  — свободные параметры, заселённости квантовых состояний  $\{\beta_n, n > 1\}$  равны единице, заселённость нижнего квантового состояния, нормировка нейтронного потока и эффективность рассеивателя — свободные параметры. Такая модельная зависимость аппроксимирует экспериментальные данные со значением  $\chi^2 = 0,9$ .

Сравнение представленной модели (в предположении бесконечно высокого аппаратного разрешения спектрометра) с полученными экспериментальными данными показывает, что: 1) в пределах статистической погрешности модель хорошо описывает экспериментальные данные; 2) заселённость нижнего квантового состояния ( $\beta_1 \approx 0,7$ ) ниже, чем заселённости других квантовых состояний (это было также отмечено в первом эксперименте, рассмотренном в разделе 4.1); 3) первая и вторая характерные высоты,  $z_1$  и  $z_2$ , равны соответственно 11,2 мкм и 20,2 мкм. Конечная точность измерения  $\Delta z$  сдвигает величины  $z_1$  и  $z_2$  соответственно на 1,0 мкм и 1,4 мкм (потому что уменьшение пространственного разрешения спектрометра имитирует уменьшение эффективности рассеивателя и соответственно более гладкую зависимость потока нейтронов от высоты рассеивателя, а в результате — ложный сдвиг значений характерных высот  $z_2$ ). Как мы уже оценили выше, систематические погрешности определения  $z_1$  и  $z_2$  возникают из-за конечной точности абсолютной калибровки расстояний между зеркалом и рассеивателем ( $\pm 1,0$  мкм и  $\pm 1,6$  мкм соот-

ветственно), а также вследствие конечной точности модельного описания взаимодействия нейтронов с рассеивателем (неопределённость  $\pm 1,5$  мкм). Статистическая погрешность измерения характерных высот  $z_1$  и  $z_2$  составляет  $\pm 0,7$  мкм, что значительно меньше систематических неопределённостей. Таким образом, измеренные характерные высоты  $z_1^{\text{exp}} = 12,2 \pm 1,8_{\text{syst}} \pm 0,7_{\text{stat}}$  мкм и  $z_2^{\text{exp}} = 21,6 \pm 2,2_{\text{syst}} \pm 0,7_{\text{stat}}$  мкм не противоречат ожидаемым величинам  $z_1^{\text{theor}} = 13,7$  мкм и  $z_2^{\text{theor}} = 24,0$  мкм в пределах точности эксперимента 25 %. Как уже отмечалось, экспериментальные значения  $z_n$  могут быть немного заниженными, поскольку поправка на деформацию волновых функций нейтронов не сделана явным образом. Ожидаемое пространственное разрешение спектрометра, как видно из рис. 11, согласуется с экспериментальными результатами.

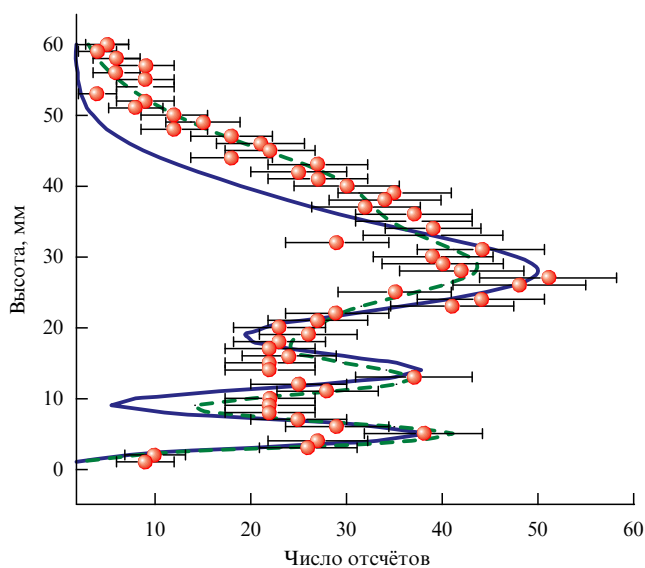
### 4.3. Измерения

#### с позиционно-чувствительными детекторами

Работоспособность дифференциального метода позиционно-чувствительных детекторов была продемонстрирована в эксперименте [29]. Это первое прямое измерение распределения нейтронной плотности над зеркалом с пространственным разрешением 1–2 мкм. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими оценками позволяет заключить, что, во-первых, измеренное распределение вероятности обнаружения нейтрона над зеркалом во всём диапазоне величин  $\Delta z$  хорошо соответствует теоретически ожидаемому; во-вторых, пространственное разрешение детектора может быть оценено, например, с использованием самого крутого участка измеренной зависимости около нулевого значения высоты (разрешение приблизительно равно 1,5 мкм), наконец, даже относительно небольшая вариация нейтронной плотности (порядка 10 %) (ожидаемая для смеси нескольких квантовых состояний, исследуемой в этом эксперименте) может быть измерена представленным методом.

На рисунке 12 приведены экспериментальная (типичный результат измерения в течение нескольких дней) и теоретические зависимости вероятности обнаружения нейтрона от высоты над зеркалом после прохождения отрицательной 21-микрометровой ступеньки. Очевидно, что развитый экспериментальный подход позволяет получить и измерить очень хорошо выраженную вариацию нейтронной плотности и поэтому является перспективным. Очень характерное поведение нейтронных волновых функций в квантовых состояниях над зеркалом, а также удачное тестирование позиционно-чувствительных детекторов с урановым покрытием указывают на возможность экспериментальной идентификации гравитационно связанных квантовых состояний нейтронов методом прямого измерения пространственного распределения вероятности их обнаружения. Получены, но пока ещё не опубликованы гораздо более статистически обеспеченные данные.

Следует заметить, что позиционно-чувствительные детекторы могут также использоваться для измерения распределения скоростей нейтронов в квантовых состояниях (5). Для этого следует просто сдвинуть детектор на несколько сантиметров от края нижнего зеркала: пространственное распределение нейтронов, измеренное позиционно-чувствительным детектором в такой конфигурации, будет зависеть только от распределения скорос-



**Рис. 12.** Распределение пространственной плотности нейтронов в гравитационном поле над зеркалом, измеренное с помощью позиционно-чувствительного детектора. Кружки соответствуют экспериментальным результатам. Сплошная кривая показывает теоретическую зависимость в предположении наличия идеального рассеивателя и отсутствия паразитных переходов между квантовыми состояниями. Штриховая кривая соответствует реалистическому случаю конечной эффективности рассеивателя. Используются точные волновые функции квантовых состояний и значения заселённости квантовых состояний, подогнанные по экспериментальным данным. Интерференцией между квантовыми состояниями пренебрегается. Фон детектора постоянен в диапазоне от  $-3$  мм до  $+3$  мм выше и ниже соответствующей рисунку части детектора.

тей нейтронов, а информация о пространственном распределении нейтронов над зеркалом будет потеряна. Подробно этот метод рассматривается в разделе 7 и работе [30], где аналогичный метод применён для обнаружения и исследования родственного явления: квантовых состояний нейтронов в эффективном центробежном потенциале вблизи поверхности вогнутого зеркала. Для измерения распределения радиальных скоростей могут быть использованы ядерные трековые детекторы с разрешением  $\approx 1$  мкм [34], однако их пространственное разрешение слишком велико, а процедура обработки данных слишком трудоёмка; могут быть также использованы разрабатываемые позиционно-чувствительные детекторы с разрешением  $\approx 5$  мкм [83, 84] при условии, что размер их чувствительного слоя будет увеличен до  $\approx 5 \times 50$  см, и, наконец, более традиционные позиционно-чувствительные линейные стриповые нейтронные детекторы, например, типа рассмотренных в [88] с пространственным разрешением около 200 мкм и соответствующей большой пролётной базой.

Таким образом, оба рассмотренных метода при существующих сегодня потоках УХН уже позволяют наблюдать гравитационно связанные квантовые состояния нейтронов и измерять их характеристики.

## 5. Перспективы развития эксперимента

Развитый теоретический формализм описания взаимодействия УХН с рассеивателем, а также улучшение точности абсолютного позиционирования рассеивателя

позволяют достигнуть точности порядка  $10^{-2}$  в определении параметров квантовых состояний интегральным методом. Такая же точность может быть получена и в дифференциальном методе с помощью позиционно-чувствительных детекторов, а при измерении распределения вертикальных скоростей — ещё более высокая точность. Однако значительно более прецизионные эксперименты возможны, если удастся реализовать метод резонансных переходов между квантовыми состояниями в спектрометре GRANIT или использовать интерференцию квантовых состояний, по аналогии с измерением квантовых состояний нейтронов, рассмотренным в разделе 7.

Прецизионные измерения требуют существенного улучшения двух взаимосвязанных параметров: энергетического разрешения и статистической точности. Как следует из соотношения неопределённостей энергии — времени, для повышения энергетического разрешения требуется существенно увеличить время хранения нейтронов в квантовых состояниях. В принципе энергетическое разрешение могло бы быть улучшено до  $\sim 10^{-18}$  эВ, если время наблюдения увеличить до величины, сравнимой со временем жизни нейтрона ( $\sim 15$  мин) до его  $\beta$ -распада. Для этого "пролётной" методики недостаточно, потребуется запереть УХН в квантовую ловушку — ящик с идеально горизонтальным дном и вертикальными боковыми стенками.

Предварительный анализ показывает, что существенное улучшение в этом направлении возможно. Критическим параметром является время удержания нейтронов в квантовых состояниях. Экспериментальный анализ степени зеркальности отражения нейтронов от поверхности представлен в разделе 5.1. Определение энергии нейтронов в квантовых состояниях в такой ловушке можно осуществить, измеряя частоту резонансных переходов между уровнями, как показано в разделе 5.2, или интерференцию между квантовыми состояниями, по аналогии с методом, рассмотренным в разделе 7 для нейтронной волны шепчущей галереи.

Ожидаемые частоты резонансных переходов удобны для эксперимента. Так, частота перехода между первым и вторым уровнями составляет около 256 Гц. Частоты некоторых других переходов даны в таблице. Резонансный переход в принципе может быть осуществлён разными способами: в результате механических колебаний квантовой ловушки (при этом происходит периодическая вариация положения одной из стенок потенциальной ямы, в которой заперт нейтрон, — переход за счёт сильного ядерного взаимодействия); с помощью периодической вариации зависящего от высоты градиента магнитного поля; можно даже осуществить на пределе чувствительности резонансный переход между квантовыми состояниями посредством периодической вариации гравитационного поля, поместив вблизи ловушки вращающуюся массу. Последний эксперимент наиболее труден вследствие слабости гравитационного взаимодействия. Интересно, однако, оценить саму возможность его проведения с использованием существующих или планируемых экспериментальных установок, а также плотностей УХН. В разделе 5.2 будут представлены различные способы осуществления квантовых переходов и даны оценки их вероятностей. В разделе 5.3 описаны спектрометр GRANIT и возможная схема одного из экспериментов с этим спектрометром.



**Таблица.** Частоты переходов (в герцах) между квантовыми состояниями нейтронов в гравитационном поле над зеркалом:  $n$  — номер начального квантового состояния,  $m$  — конечного.

$n \backslash m$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0	256	465	650	818	975	1123	1264	1399	1529
2	256	0	209	393	562	719	867	1008	1143	1273
3	465	209	0	184	353	510	658	799	934	1064
4	650	393	184	0	168	325	474	614	749	879
5	818	562	353	168	0	157	305	446	581	711
6	975	719	510	325	157	0	148	289	424	554
7	1123	867	658	474	305	148	0	141	276	406
8	1264	1008	799	614	446	289	141	0	135	265
9	1399	1143	934	749	581	424	276	135	0	130
10	1529	1273	1064	879	711	554	406	265	130	0

### 5.1. Возможность длительного удержания УХН на зеркальных траекториях

Важный фактор, определяющий точность экспериментов со спектрометром GRANIT, — время удержания УХН в квантовых состояниях. В отсутствие внешних возмущений квантовые состояния являлись бы стабильными [89]. Однако значительная трудность заключается в смешивании большой горизонтальной и малой вертикальной компонент скорости в результате незеркальных отражений УХН от поверхности. Прецизионное измерение степени зеркальности отражения УХН без использования спектрометра GRANIT затруднено, однако предварительная проверка с применением существующего оборудования представляется полезной. Поэтому была проведена серия измерений зеркальности отражения УХН от поверхностей материалов-кандидатов для изготовления ловушки спектрометра GRANIT [90, 91]. Эти измерения проводились также с целью создания нейтронных ловушек для эффективной транспортировки УХН.

В качестве образца для первого измерения [90] использовались прямоугольные пластины искусственного монокристаллического сапфира размером  $10 \times 50 \times 50$  мм. Исследуемые поверхности были отполированы до средней амплитуды шероховатостей  $\approx 7$  Å, измеренной с помощью рентгеновского рассеяния. Плоскостность пластинок была лучше, чем 1 мкм. Измерение проводилось в гравитационном спектрометре [34]. Разброс вертикальных компонент скорости УХН на выходе спектрометра составлял  $\pm 0,07$  м с<sup>-1</sup>, что соответствует высоте зазора между зеркалом и рассеивателем  $\approx 250$  мкм. Пучок УХН пропусклся сквозь длинную узкую щель между двумя вертикальными идентичными сапфировыми пластинами.

Средний угловой разброс горизонтальных компонент скорости УХН на входе в экспериментальную установку составлял  $\pm 3^\circ$ , а угол между плоскостью сапфировых пластин и начальным направлением нейтронного пучка —  $30^\circ$ . Средняя составляющая скорости нейтронов вдоль оси нейтронного пучка  $\approx 7$  м с<sup>-1</sup>. Дефекты углов пластинок были значительно меньше, чем использованные ширины щели. Размер пучка УХН на входе в вертикальную щель был много больше поперечного размера щели. Во время прохождения между параллельными пластинками нейтронный пучок опускался в гравитационном поле примерно на 100 мкм.

Детектор устанавливался таким образом, чтобы его горизонтальная входная коллимирующая щель высотой около 5 мм была расположена в "центре масс" падающего нейтронного пучка.

Полные потери нейтронов при отражении (захват, неупругое рассеяние, упругое незеркальное рассеяние) малы; причём первые два канала потерь, по-видимому, пренебрежимо малы по отношению к последнему. Вероятность полных потерь оказалась равной  $(0,4 \pm 0,9) \times 10^{-3}$  на одно соударение. Теоретическая зависимость полного потока нейтронов  $F(\Delta x)$ , проникающих сквозь щель, от величины щели  $\Delta x$  следующая:  $F(\Delta x) = a\Delta x(1 - \mu)^{g(\varphi)/\Delta x}$ , где  $\mu$  — полная вероятность потери УХН с зеркальной траектории на одно соударение,  $\varphi$  — угол между начальным направлением нейтронного пучка и плоскостями параллельных сапфировых пластинок,  $a$  — нормировочный коэффициент. Следует отметить, что условие зеркальности отражения определено здесь очень консервативно: УХН рассеяны зеркально, если результирующее угловое отклонение УХН после многих последовательных отражений (до  $\sim 10^3$ ) в вертикальной плоскости менее  $0,04$  рад. Этот угол соответствует положению и размеру узкой горизонтальной коллимирующей щели на входе детектора. Средний угол падения соответствует типичным значениям в нейтронных ловушках УХН и углам отражения УХН от боковых стенок квантовой ловушки GRANIT. Однако он значительно больше угла падения нейтронов на нижнее зеркало в проточном гравитационном эксперименте, следовательно, коэффициент зеркального отражения в реальном эксперименте должен быть выше. Скорость УХН соответствует характерным значениям для всех перечисленных случаев. Поверхность сапфира после его полирования не подвергалась дополнительной обработке за исключением стандартной очистки от пыли. Точность установления размера щели и параллельности поверхностей сапфировых пластинок была не хуже нескольких микрон. Измерения нейтронного потока повторялись много раз для каждого размера щели, для того чтобы избежать систематических ошибок при определении расстояний.

Результаты измерений позволили заключить, что отражение УХН от полированной сапфировой поверхности со средней амплитудой шероховатостей около 7 Å является в высокой степени зеркальным, с вероятностью,



по крайней мере, 99,8 % на одно соударение. Такие поверхности позволяют транспортировать УХН без большой потери интенсивности на расстояния 25–100 м посредством нейтронотранспортных устройств с поперечным размером 5–10 см. Предварительные данные об измерении высокой вероятности зеркального отражения УХН, 99,9(1) %, от Ni-поверхности, полученной методом реплик, опубликованы в работе [92]. При прочих равных параметрах преимущество покрытия из Ni заключается в том, что оно обеспечивает высокую граничную скорость УХН,  $7 \text{ м с}^{-1}$ . Такая транспортировка УХН на зеркальных траекториях обеспечивает качественно новую экспериментальную ситуацию: во-первых, УХН могут транспортироваться от нейтронного источника до экспериментальной установки без значительных потерь; во-вторых, возможна транспортировка нейтронов из здания реактора или spallation-источника в специально оборудованный зал с низкофоновыми условиями и меньшими пространственными ограничениями [93]; в-третьих, зеркальные сапфировые нейтронотранспортные устройства позволяют элегантно решить проблему извлечения УХН из импульсных источников [94–96]. И наконец, что наиболее важно для экспериментов с гравитационными состояниями нейтронов, время хранения УХН в ловушке спектрометра GRANIT может быть достаточно велико.

Второе измерение [91] проводилось на той же установке, при тех же её параметрах, однако при более высоких статистической точности и качестве образцов. Сравнивались следующие зеркала: оптическое стекло, сапфировое, а также стёкла с алмазоподобным покрытием (diamondlike coating, DLC) или покрытые слоем меди. Выбор материалов определялся следующими соображениями:

1. Величина граничной скорости не важна для нижнего зеркала ввиду очень малого угла падения нейтронов на это зеркало. Поэтому интересным кандидатом является оптическое стекло без покрытия.

2. Величина граничной скорости чрезвычайно важна для вертикальных стенок ловушки, так как она определяет число нейтронов, захваченных ловушкой. В этом случае представляются интересными алмазоподобное покрытие или покрытие изотопом меди.

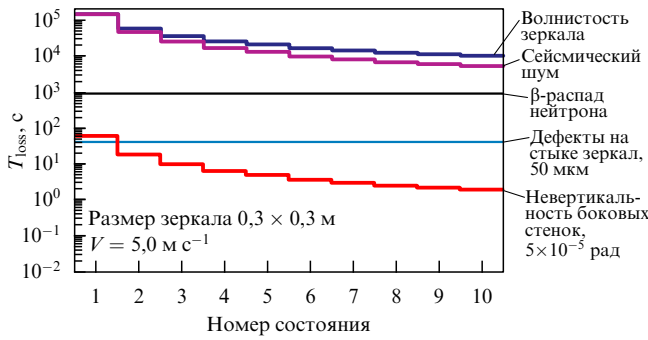
3. Если бы указанные варианты покрытий оказались не подходящими, то компромиссным решением был бы сапфир. Более того, сапфир обладает такой механической прочностью, которая удобна в эксперименте.

Все образцы были тщательно исследованы нейтронными и ненейтронными методами. Относительная площадь поверхностных дефектов для всех образцов, кроме медного, не превышала  $10^{-6}$ . Амплитуда шероховатостей поверхности оптического стекла без покрытий и с покрытиями составляла  $0,5\text{--}0,8 \text{ \AA}$ , а шероховатость сапфира выбиралась достаточно большой, для того чтобы обнаружить эффект шероховатости в нейтронном эксперименте. Плоскостность стеклянного зеркала составляла 80 нм, зеркала с медным покрытием — 100 нм, а зеркала с алмазоподобным покрытием — 220 нм (деформация поверхности вследствие сильного натяжения алмазного покрытия). Толщина покрытий равнялась 200 нм. При выборе процедуры нанесения покрытия учитывалось, что применение водородосодержащих соединений, используемых в химических методах (Chemically Vapor-Deposited, CVD), должно быть ограничено. Были изучены экспериментально две методики: радио-

частотное магнетронное распыление (RF magnetron sputtering) и напыление покрытия ионным пучком (Ion Beam Sputtering, IBS). В первом случае скорость роста слоя мала и его адгезия невысока. Поэтому был выбран второй способ для нанесения алмазного покрытия и первый в качестве теста — для медного. К моменту начала измерений на медной поверхности появились видимые невооружённым глазом дефекты.

Измеренная полная вероятность потери нейтрона с зеркальной траектории составила  $(0,5 \pm 0,2_{\text{stat}} \pm 0,2_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$  для стекла,  $(4,0 \pm 0,4_{\text{stat}} \pm 0,2_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$  для алмазного покрытия,  $(6,1 \pm 0,6_{\text{stat}} \pm 0,2_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$  для сапфира и  $(15,9 \pm 4,0_{\text{stat}} \pm 0,3_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$  для медного покрытия. Систематические погрешности обусловлены точностью позиционирования элементов. Равенство статистической и систематической погрешностей для наиболее зеркальных поверхностей указывает на то, что точность измерения при использовании данного метода не может быть улучшена. Однако точность достаточно велика для того, чтобы сделать обоснованный вывод о качестве зеркал и о выборе материалов для ловушки GRANIT. Качество всех исследованных поверхностей позволяет использовать их на первом этапе эксперимента. Нижнее зеркало может быть изготовлено из оптического стекла, однако следует избегать механических движений вблизи острых углов такого зеркала ввиду их низкой механической прочности. Большое нижнее зеркало, например, размером  $30 \times 30 \text{ см}$  пока не может быть изготовлено из сапфира. Боковые стенки ловушки могут быть изготовлены из зеркала с алмазоподобным покрытием. Тем не менее следует заметить, что ненулевая вероятность незеркального отражения, обнаруженная для алмазоподобного покрытия, связана не с шероховатостью его поверхности, а, по-видимому, с неоднородностью его плотности. Поэтому есть надежда улучшить этот параметр в будущем, хотя для этого потребуются приложить значительные технологические усилия.

Другие факторы, ограничивающие время удержания нейтронов в квантовых состояниях, в основном за счёт смешивания горизонтальной и вертикальной компонент скорости нейтрона, были изучены только теоретически [97], поскольку их экспериментальный анализ будет возможен только в спектрометре GRANIT. К таким эффектам относятся: неидеальная вертикальность стенок ловушки, волнистость поверхностей зеркал, дефекты зеркал на стыке горизонтальной и вертикальной поверхностей, вибрация зеркал. Влияние вращения Земли на гравитационные квантовые состояния [98–100], уже наблюдавшееся ранее в эксперименте по измерению гравитационного смещения фазы в нейтронном интерферометре [101], также уменьшает время удержания нейтронов в квантовых состояниях. Ни один из перечисленных эффектов не проявляется в проточном режиме измерения из-за недостаточно длительного времени наблюдения. Тогда как в накопительном режиме измерения времена удержания будут, по-видимому, ограничиваться точностью изготовления и установки зеркал, а именно степенью вертикальности боковых стенок и наличием дефектов на стыке вертикальной и горизонтальной поверхностей зеркал. На рисунке 13 [97] представлены парциальные времена хранения нейтронов, соответствующие каждому из перечисленных эффектов, в зависимости от номера квантового состояния.



**Рис. 13.** Парциальные времена хранения нейтронов в гравитационных квантовых состояниях в зависимости от номера квантового состояния. Соответствующие эффекты: волнистость зеркала, аналогичная волнистости кремниевое зеркала, измеренная в работе [102]; вибрации зеркала эквивалентные сейсмическому шуму;  $\beta$ -распад нейтрона; дефекты на стыке горизонтального и вертикального зеркал размером 50 мкм; неперпендикулярность боковых стенок ( $5 \times 10^{-5}$  рад).

## 5.2. Резонансные переходы между квантовыми состояниями

Невысокие частоты квантовых переходов (порядка  $f_0 = 145$  Гц) позволяют в принципе осуществить резонансные переходы несколькими способами. Представленные в этом разделе теоретические результаты для описания переходов между квантовыми состояниями под действием гармонического возмущения, которые получены в работе [43], основаны, в свою очередь, на общем формализме [20].

Дифференциальное уравнение

$$i\hbar \frac{da_m}{dt} = \sum_k V_{mk}(t) a_k \quad (18)$$

с матричным элементом  $V_{mk}(t) = \int \Psi_m^{*(0)} V(t) \Psi_k^{(0)} dz$  описывает эволюцию такой квантовой системы; здесь  $\Psi_n^{(0)}$  — решения невозмущённого уравнения Шрёдингера,  $V(t)$  — гармоническое возмущение,  $V(t) = V_0(z) \exp(i\omega t) + V_0(z) \exp(-i\omega t)$ , с множителем  $V_0(z)$ , зависящим от высоты  $z$ . Отметим, что если возмущение не зависит от высоты  $z$ , то квантовые переходы не индуцируются. Если в начальный момент ( $t=0$ ) система находилась в основном состоянии ( $a_1(0) = 1$ ;  $\{a_m(0) = 0, \forall m \neq 1\}$ ), то вероятность обнаружения системы в состоянии  $n$  в момент  $t$  равна  $P_n(t) = |a_n(t)|^2$ . Если частота возмущения  $\omega$  близка к резонансной частоте  $\omega_{n0} = (E_n^{(0)} - E_1^{(0)})/\hbar$ , т.е. разность  $\varepsilon = \omega_{n1} - \omega$  мала, то матричный элемент перехода имеет вид

$$V_{n1}(t) = \int \Psi_n^{*(0)} V(t) \Psi_1^{(0)} dz \approx \exp(i\varepsilon t) \int \psi_n^* V_0(0) \psi_1 dz = F_{n1} \exp(i\varepsilon t), \quad (19)$$

а вероятность обнаружения системы в  $n$ -м возбуждённом состоянии

$$P_n(t) = |a_n(t)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2(\Omega t), \quad (20)$$

где  $\Omega_0 = F_{n1}/\hbar$ ,  $\Omega^2 = \Omega_0^2 + \varepsilon^2/4$ . Это формула Раби, соответствующая осцилляциям системы между двумя связанными состояниями с частотой  $2\Omega$ . Вероятность

обнаружения нейтрона в возбуждённом состоянии осциллирует между значениями 0 и  $\Omega_0^2/\Omega^2$ . Максимальная вероятность зависит от частоты возмущения резонансным образом:

$$P_{\max}(\omega) = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} = \frac{(2F_{n1})^2/\hbar^2}{(\omega - \omega_{n1})^2 + (2F_{n1})^2/\hbar^2}. \quad (21)$$

Ширина резонанса  $\Gamma_n$  определяется матричным элементом возмущения  $F_{n1}$ :  $\Gamma_n = 4F_{n1}$ . Два соседних состояния,  $n$  и  $n+1$ , разрешены, если разница их энергий больше соответствующей ширины:

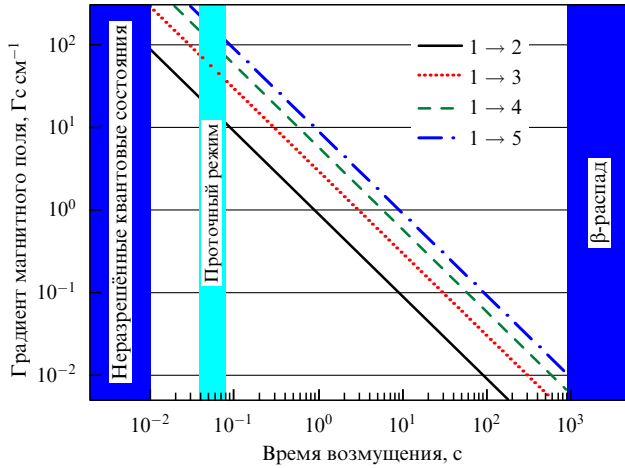
$$\Delta E_{n+1,n} = \hbar\omega_{n+1,n} > \Gamma_n,$$

т.е. матричный элемент  $F_{n1}$  не очень велик. Заселённость возбуждённого состояния в резонансе  $\varepsilon = 0$  зависит от времени как  $P_n(t) = \sin^2(\Omega_0 t)$ . Вероятность перехода велика, если время наблюдения  $\tau \approx \hbar/F_{n1}$ . Объединяя оба эти условия, заключаем, что для наблюдения резонансного перехода время жизни нейтрона в системе должно быть больше, чем  $4/\omega_{n+1,n}$ . Например, для перехода между основным состоянием,  $n=1$ , и первым возбуждённым состоянием,  $n=2$ , соответствующая частота приблизительно равна 256 Гц, а  $\tau > 4$  мс. Для соседних квантовых состояний в более возбуждённой части спектра время  $\tau$  должно быть больше, поскольку разница энергий соседних состояний уменьшается с увеличением номера квантового состояния  $n$ .

Рассмотрим переходы, вызванные магнитным полем

$$\mathbf{B} = (\beta_z \mathbf{e}_z + \beta_x \mathbf{e}_x) z \cos(\omega t), \quad (22)$$

взаимодействующим с магнитным моментом нейтрона  $\mu$ :  $V(t) = -\mu \mathbf{B}$ . Поскольку однородное магнитное поле не смешивает два квантовых состояния, необходим ненулевой градиент магнитного поля. Пренебрежём компонентами  $(\beta_x \mathbf{e}_z - \beta_z \mathbf{e}_x) x \cos(\omega t)$ , не вызывающими квантовых переходов. Квантовый переход без переворота спина нейтрона можно индуцировать за счёт первого слагаемого в уравнении (22), приводящего к возмущению  $V_{\text{non-flip}}(t) = -\mu_z \beta_z z \cos(\omega t)$ . Тогда матричный элемент взаимодействия  $F_{n1} = \mu \beta_z z_{n1}$ , где  $\mu$  — величина магнитного момента нейтрона,  $z_{n1} = \int \psi_n^* z \psi_1 dz$ . Последняя величина может быть определена численно, например  $z_{21} = 0,653 z_0$  для  $n=2$ . Градиент магнитного поля, необходимый для переброса нейтрона между двумя первыми квантовыми состояниями с вероятностью порядка единицы, равен  $\beta_z = \hbar/(\mu z_{12} t)$ . В более общем случае характерные параметры задачи показаны на рис. 14. Квантовый переход с переворотом спина нейтрона индуцируется за счёт второго слагаемого в уравнении (22), приводящего к возмущению  $V_{\text{flip}}(t) = -\mu_x \beta_x z \cos(\omega t)$ . В соответствии с уравнениями Максвелла оба слагаемых присутствуют одновременно при любой конфигурации поля. Поэтому если нас интересуют точные значения энергии гравитационных квантовых состояний, то необходимо учесть или устранить дополнительную добавку, возникающую вследствие зеемановского магнитного расщепления уровней. Существуют, по крайней мере, три возможности: 1) если магнитное возмущение мало, а время квантового перехода велико, то зеемановское расщепление мало. Так, магнитный вклад в энергию уровней будет менее 10 %,



**Рис. 14.** Величина вертикального градиента магнитного поля, необходимая для обеспечения максимальной вероятности перехода в резонансе, в зависимости от времени возмущения для переходов между уровнями  $1 \rightarrow 2$ ,  $1 \rightarrow 3$ ,  $1 \rightarrow 4$ ,  $1 \rightarrow 5$ . Вертикальными темными полосами указаны времена возмущения, соответствующие неразрешённым квантовым состояниям, время пролёта нейтрона над зеркалом в проточном режиме и время его жизни до  $\beta$ -распада.

если постоянная составляющая магнитного поля меньше 1 мкТл; 2) если приложить однородное вертикальное магнитное поле  $\sim 100$  мкТл, то квантовые уровни с одинаковым гравитационным и разными магнитными квантовыми числами расщепятся на  $\sim 10$  пэВ, что значительно больше характерной гравитационной энергии  $\varepsilon_0$ , тем самым вероятность переходов будет значительно подавлена; 3) анализ поляризации нейтронов до перехода и после него позволяет различить два типа переходов.

Переходы между квантовыми состояниями могут быть индуцированы механическими гармоническими осцилляциями зеркала с амплитудой  $\delta z$ , по аналогии с тем, как это было сделано в работе [104]. Такие колебания соответствуют периодическому граничному условию для уравнения Шрёдингера (1)

$$\psi(z = \delta z \cos(\omega t)) = 0. \quad (23)$$

Как показано в работе [43], по аналогии с работой [105], в пределе малого возмущения эта задача сводится к задаче с фиксированным граничным условием и малым возмущающим потенциалом. Причём амплитуда осцилляции, необходимая для обеспечения максимальной вероятности резонансного перехода за время  $\tau$  [с], которая равна  $\delta z = 20$  нм/ $\tau$  [с], не зависит от того, между какой парой квантовых состояний происходит переход.

Наиболее интересными являлись бы переходы, вызванные гравитационным полем, инициированные, например, вращением массивного тела вблизи установки. Очевидно, что трудность эксперимента связана со слабостью гравитационного взаимодействия. Как показано в работе [43], матричный элемент перехода  $F_{21} = 0,77 GmMz_{21}/L^2$ . Даже если время наблюдения нейтрона равно времени его жизни до  $\beta$ -распада, при характерном размере осциллирующего тела  $L = 20$  см и его плотности  $\rho = 20$  г см $^{-3}$  вероятность перехода будет очень мала:  $\sim 10^{-4}$ . Однако эта вероятность выше, например, для соседних высоковозбуждённых квантовых состояний. Можно показать, что матричный элемент  $z_{n+1,n}$  ведёт себя как  $z_{n+1,n} \sim n^{2/3}$  при  $n \gg 1$ , т.е.

быстро возрастает с увеличением  $n$ , в то время как частота перехода уменьшается:  $\omega_{n+1,n} \sim n^{-1/3}$ . Эти обстоятельства облегчают реализацию подобного эксперимента.

Более того, чувствительность значительно возрастает в интерференционном эксперименте, в котором переход вызван совместным действием двух различных причин, например варьируемым градиентом магнитного поля и движущейся массой. Матричный элемент  $F_{nk}$  такого перехода равен сумме большого  $F_{nk}^{\text{large}}$  (например, магнитного или механического) и малого  $F_{nk}^{\text{small}}$  (например, гравитационного) слагаемых:

$$F_{nk} = F_{nk}^{\text{large}} + F_{nk}^{\text{small}}. \quad (24)$$

Вероятность перехода при соответствующем выборе относительной фазы этих двух возмущений может быть представлена в виде

$$P_+(t) \approx |F_{nk}|^2 \approx |F_{nk}^{\text{large}}|^2 + 2F_{nk}^{\text{small}}F_{nk}^{\text{large}} \quad \text{или} \\ P_-(t) \approx |F_{nk}^{\text{large}}|^2 - 2F_{nk}^{\text{small}}F_{nk}^{\text{large}}. \quad (25)$$

Таким образом, асимметрия

$$A = \frac{P_+(t) - P_-(t)}{P_+(t) + P_-(t)} \approx 2 \left| \frac{F_{nk}^{\text{small}}}{F_{nk}^{\text{large}}} \right|. \quad (26)$$

Опираясь на приведённые оценки, можно заключить, что измерение резонансных переходов, обусловленных совместным действием сильного "несущего" гармонического возмущения и слабого гравитационного, в принципе возможно.

### 5.3. Спектрометр GRANIT

Спектрометр GRANIT — это экспериментальная установка нового поколения, которая сооружается сейчас в институте ИЛЛ в Гренобле. Эта установка предназначена для исследования большинства вопросов, затронутых в настоящем обзоре. Все важные параметры спектрометра GRANIT улучшены на несколько порядков величины по отношению к соответствующим параметрам предыдущего спектрометра [34]. GRANIT позволит увеличить точность измерения параметров гравитационных квантовых состояний благодаря более длительному хранению УХН в квантовых состояниях [43, 97] и более высокой статистике [106–108]. Энергии квантовых состояний будут измеряться методом резонансных переходов между квантовыми состояниями и методом осцилляций между квантовыми состояниями [30, 43, 103]. Спектрометр GRANIT устанавливается в качестве постоянного экспериментального оборудования на уровне С реактора ИЛЛ в Гренобле, эта работа проводится в рамках гранта ANR (Agence Nationale de la Recherche, France) [109]. Среди разрабатываемых новых методов в экспериментальной программе спектрометра можно отметить проведение поляризационного анализа и использование позиционно-чувствительных детекторов реального времени. Спектрометр GRANIT в простейшей конфигурации показан на рис. 15.

Внутри вакуумной камеры на гранитной плите установлены следующие системы:

1. Система нейтронотводов, которая соединяет  $^4\text{He}$ -источник УХН [106] со спектрометром через промежуточный объём хранения. Механическая гибкость транс-

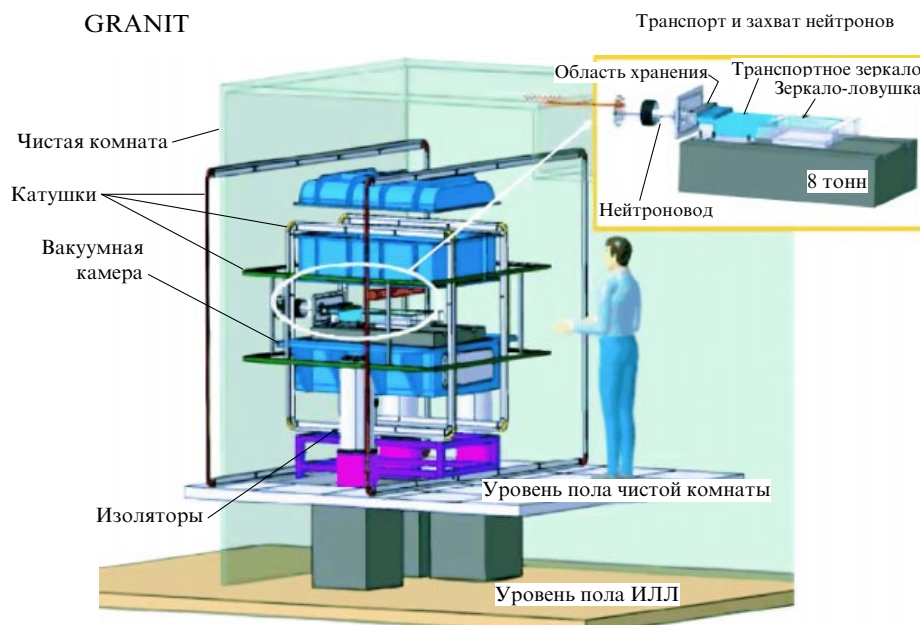


Рис. 15. Спектрометр GRANIT. (См. пояснения в тексте.)

портной системы позволяет защитить спектрометр от вибраций нейтронного источника.

2. Зеркально-диффузная узкая щель высотой 100–200 мкм [107, 108] на выходе промежуточного объёма хранения, позволяющая извлечь из него только УХН с малой вертикальной компонентой скорости. Остальные УХН отражаются от щели обратно, поддерживая тем самым плотность УХН во взаимосвязанной системе источник – промежуточный объём.

3. Транспортное зеркало, установленное на выходе зеркально-диффузной щели. Оно состоит из горизонтального и двух вертикальных зеркал, а также рассеивателя над горизонтальным зеркалом. Эта сборка выделяет одно или несколько нижних квантовых состояний.

4. Квадратное зеркало размером  $30 \times 30$  см с четырьмя вертикальными боковыми зеркалами, которое является главным элементом спектрометра, позволяющим длительное время удерживать УХН в квантовых состояниях.

5. Система проволочек с током, установленная над горизонтальным транспортным зеркалом (более подробно показана на рис. 16), которая может обеспечить резонансные переходы между квантовыми состояниями в проточном режиме измерения.

6. Три типа детекторов, которые будут использованы на первом этапе:  $^3\text{He}$ -газовые пропорциональные счётчики с чрезвычайно низким уровнем фона для интегральных измерений, позиционно-чувствительные ядерные трековые детекторы [29, 34] с разрешением около 1 мкм для дифференциальных измерений, позиционно-чувствительные детекторы реального времени с разрешением  $\sim 100$  мкм для измерения распределения скоростей.

7. Многочисленные устройства для формирования и анализа спектра, а также прецизионного позиционирования элементов установок.

Снаружи вакуумной камеры находятся три основные системы, предназначенные оградить спектрометр от внешних возмущений:

1) антивибрационная система и система установки уровня. Первый уровень защиты спектрометра от вибраций и приблизительное установление его уровня реализуются посредством трёх пневматических опорных цилиндров с контролируемыми клапанами, поддерживающих вакуумную камеру. Следующий уровень антивибрационной защиты и установки уровня обеспечивается тремя опорными пьезоэлементами, находящимися внутри вакуумной камеры. На них опирается гранитная плита с размещёнными на ней элементами спектрометра. Вибрации пола экспериментального зала будут таким образом надёжно изолированы. Оставшиеся вибрации, по-видимому, будут обусловлены механической связью между спектрометром и источником УХН;

2) чистая комната. Оптические элементы спектрометра очень чувствительны к пыли. Во-первых, механические настройки с характерной точностью  $\sim 1$  мкм возможны только тогда, когда размер частиц пыли меньше этой величины. Во-вторых, жёсткие частицы пыли, попавшие между двумя зеркалами, разделёнными столь малым расстоянием, повредили бы зеркала. Поэтому спектрометр находится внутри чистой комнаты. Поток воздуха в чистой комнате в центральной зоне спектрометра, содержащей delicate оптические элементы, является ламинарным.

Работы по увеличению доступной для экспериментов плотности УХН, необходимой для улучшения статистической точности экспериментов, в настоящем обзоре мы подробно обсуждать не будем. Отметим только, что мы интенсивно прорабатываем все известные возможности: твёрдодейтериевый источник УХН, устанавливаемый вблизи источника холодных нейтронов реактора ИЛЛ [110], гелиевый источник УХН, устанавливаемый во внешний пучок холодных нейтронов Н172 реактора ИЛЛ [106] (разрабатываются оригинальная система извлечения УХН из такого источника [107, 108] и наночастичные отражатели на основе работы [112], позволяющие увеличить поток нейтронов с длиной волны 8,9 Å в источнике). Нами также изучается возможность принци-

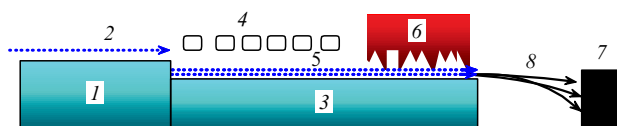


пильно нового способа получения УХН: с помощью термализации очень холодных нейтронов гелиями ультрахолодных наночастиц [113–116]. В проекте GRANIT высокой плотности УХН в фазовом пространстве предполагается достичь благодаря сооружению специализированного нейтронновода холодных нейтронов, монохроматора нейтронов с длиной волны 8,9 Å и  $^4\text{He}$ -источника УХН. Холодные нейтроны с широким распределением скоростей производятся в вертикальном жидкодейтериевом источнике холодных нейтронов реактора ИЛЛ. Поток холодных нейтронов доставляется по нейтронноводу Н172 к нейтронному монохроматору на основе 18 кристаллов интеркалированного графита  $\text{C}_{24}\text{K}$  с мозаичностью 1–2 %, находящемуся на расстоянии 12 м от источника холодных нейтронов. Монохроматор выделяет холодные нейтроны с длиной волны 8,9 Å и отражает их под углом  $61,2^\circ$  суперзеркальным покрытием во вторичный нейтронновод длиной 4,5 м с  $m = 2$ . На выходе вторичного нейтронновода установлен источник УХН со специальной системой извлечения УХН без существенной потери их плотности в фазовом пространстве. Система транспортных нейтронноводов доставляет УХН собственно к спектрометру GRANIT, расположенному в центре чистой комнаты.

Основной вклад при производстве УХН в гелиевых источниках вносят нейтроны с узким распределением длин волн около значения 8,9 Å. Поэтому именно они выделяются с помощью монохроматора на основе интеркалированного графита [117, 118] и доставляются по вторичному нейтронноводу к источнику УХН. Потери в плотности УХН в источнике обусловлены несовершенством монохроматора и нейтронноводов, а также отсутствием вклада многофононных процессов в производство УХН [119]. Однако выбор представленной конфигурации оправдывается гораздо большим подавлением фона по сравнению с таковым при установке источника УХН непосредственно в прямой немонохроматизированный пучок холодных нейтронов. Оптимизация параметров источника УХН представлена в работе [106].

Один из первых экспериментов со спектрометром GRANIT будет посвящён изучению резонансных переходов между гравитационными квантовыми состояниями, индуцированными периодическим изменением в пространстве градиента магнитного поля [103]. Если частота возмущения в системе координат, связанной с движущимся нейтроном, совпадает с резонансной частотой квантового перехода, то вероятность этого перехода резко возрастает. Принцип измерения поясняется рис. 16 и подписью к нему.

Поток нейтронов, проникающих в зазор между зеркалом 3 (см. рис. 16) и рассеивателем, определяется заселённостью основного квантового состояния, если рассеиватель установлен на соответствующую высоту. В отсутствие резонансного перехода заселённость этого состояния равна нулю. В противном случае можно измерить поток проникающих нейтронов и определить горизонтальную компоненту их скорости, используя то, что нейтроны с разными скоростями падают в гравитационном поле на участке 8 (см. рис. 16) на разную высоту. По известной скорости можно определить частоту квантового перехода и, следовательно, разницу энергий соответствующих состояний. Измеряя дифференциальный поток нейтронов со скоростью, соответ-



**Рис. 16.** Схема магнитного возбуждения резонансных переходов между гравитационными квантовыми состояниями УХН в проточном методе в спектрометре GRANIT. Над зеркалом 1 заселены все нижние гравитационные квантовые состояния. Движение нейтронов над ним схематически показано пунктирной стрелкой 2. Небольшая отрицательная ступенька высотой  $\approx 20$  мкм между зеркалами 1 и 3 позволяет заселить только возбуждённые квантовые состояния над зеркалом 3. Далее квантовый переход между возбуждённым и основным гравитационными состояниями осуществляется за счёт изменяющегося в пространстве градиента магнитного поля, создаваемого проволоками 4 с противоположно направленными в соседних проволоках электрическим током в несколько ампер, настроенным так, чтобы получить максимальную вероятность квантового перехода. Пространственный период изменения магнитного градиента порядка 1 см. В системе координат, связанной с движущимся нейтроном, пространственная вариация градиента воспринимается как его вариация во времени. При этом частота возбуждения прямо пропорциональна горизонтальной скорости нейтрона. Квантовое движение нейтронов над зеркалом 3 схематически показано пунктирной линией 5. Рассеиватель 6 выделяет основное квантовое состояние и устраняет возбуждённые квантовые состояния. Классические параболические траектории нейтронов между выходом зеркала 3 и позиционно-чувствительным детектором 7 показаны сплошными линиями 8. По высоте, на которой зарегистрирован нейтрон, можно вычислить горизонтальную компоненту его скорости.

вующей резонансу, на входе в спектрометр и на выходе из него можно определить вероятность квантового перехода. Оптимизация параметров такого эксперимента описана в работе [100].

## 6. Гравитационные квантовые состояния нейтронов и другие физические явления

Гравитационные квантовые состояния нейтронов можно использовать для исследований в фундаментальной и прикладной физике, поскольку *априори* это очень чистая система, в которой как энергии квантовых состояний, так и волновые функции определяются только взаимодействием нейтронов с гравитационным полем и не зависят от свойств экспериментальной установки.

Например, при использовании гравитационных квантовых состояний могут быть получены интересные ограничения на фундаментальные короткодействующие взаимодействия (раздел 6.1), взаимодействия аксионного типа (раздел 6.2), электрический заряд нейтрона (раздел 6.3). Наблюдение за эволюцией локализованного нейтронного волнового пакета, рассмотренной в разделе 6.4, помимо того, что оно представляет независимый интерес, может служить методом измерения времени хранения нейтронов в квантовых состояниях. Обширным предметом исследования является взаимодействие нейтрона в квантовом состоянии с гравитационным полем (раздел 6.5). Явление гравитационных состояний нейтронов имеет методические приложения: изучение плёнок на поверхности, эффективная транспортировка нейтронов, извлечение УХН из  $^4\text{He}$ -источников без значительной потери плотности УХН в источнике или создание нейтронно-плотных клапанов (раздел 6.6) и др.

### 6.1. Ограничение

#### на дополнительные короткодействующие силы

В соответствии с предсказаниями единых калибровочных и суперсимметричных теорий, теорий супергравитации и суперструн должен существовать ряд дополнительных лёгких частиц [120]. Вследствие обмена такими частицами между телами возникают дополнительные короткодействующие силы. Интенсивное изучение таких сил последние годы, в частности, было обусловлено предложенной Antoniadis, Arkani-Hamed, Dimopoulos и Dvali [121–123] гипотезой "больших" дополнительных пространственных измерений, основанной на более ранних идеях [124–130]. В случае  $n = 2$  дополнительных измерений характерное расстояние составляет несколько десятков микрометров, а в случае  $n = 3$  дополнительных измерений — несколько нанометров [121, 131]. Обзор теоретических гипотез и экспериментальные результаты представлены, например, в работах [132–138]. Эти гипотезы могут быть также проверены с помощью нейтронов, поскольку отсутствие электрического заряда значительно подавляет ложные электромагнитные эффекты [131, 139–149]. Эффективное гравитационное взаимодействие при наличии дополнительной силы типа силы Юкавы параметризуется обычно как

$$V_{\text{эф}}(r) = G \frac{m_1 m_2}{r} \left[ 1 + \alpha_G \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right]. \quad (27)$$

Здесь  $G$  — гравитационная константа Ньютона,  $m_1$  и  $m_2$  — взаимодействующие массы,  $r$  — расстояние между ними,  $\alpha_G$  и  $\lambda$  — интенсивность и характерное расстояние гипотетического взаимодействия соответственно.

Если бы существовало дополнительное короткодействующее взаимодействие между нейтроном и зеркалом в эксперименте [29], то параметры гравитационных квантовых состояний изменились бы. Взаимодействие между нейтроном и Землёй описывается первым слагаемым в уравнении (27):  $V(z) = mgz$ , где  $g = GM/R^2$  ( $r = R + z$ ),  $R$  — радиус Земли,  $M$  — её масса. Второе слагаемое отвечает за дополнительное взаимодействие. Вследствие малости характерного расстояния  $\lambda$  основной вклад дополнительного взаимодействия определяется взаимодействием нейтрона с тонким слоем поверхности зеркала (и в значительно меньшей степени рассеивателя). Дополнительный потенциал притягивающего взаимодействия между нейтронами и зеркалом в пределе малых  $\lambda$  имеет вид

$$V_Y(z) = -U_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right), \quad (28)$$

где  $U_0 = 2\pi G \alpha_G m \rho_m \lambda^2$ ,  $\rho_m$  — плотность зеркала.

Первая попытка установить модельно зависимое ограничение на короткодействующие силы в области расстояний 1–10 мкм, следующее из наших экспериментов, была предпринята в работе [142]. Модельно независимый, но грубый верхний предел для интенсивности дополнительного взаимодействия следует из условия, что оно одно не создаёт связанного состояния [143]:  $\alpha_G = 10^{15}/\lambda$  [мкм]. Этот предел может быть улучшен в несколько раз, например, посредством выбора материала зеркала (покрытия) с большей плотностью, а также дополнительно на порядок величины — благо-

даря увеличению точности эксперимента в проточном режиме. Однако и тогда он останется хуже существующих пределов.

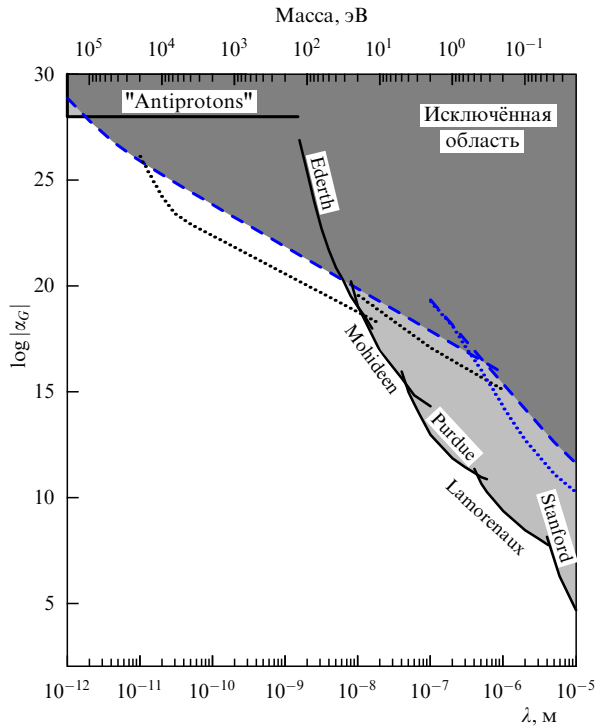
Тем не менее представляющее интерес улучшение на много порядков величины вблизи характерного размера квантово-механической задачи  $z_0$  возможно при использовании длительного хранения нейтронов в ловушке спектрометра GRANIT. Фактор улучшения вблизи  $z_0$  составляет не менее  $\tau_m/\tau_{QM}$ , где  $\tau_m$  — время жизни наиболее долгоживущего квантового состояния, а  $\tau_{QM} \approx 0,5$  мс. Этот фактор определяет "добротность" (обратную ширину) резонансного перехода между квантовыми состояниями. Кроме того, анализ формы резонансной кривой позволит ещё больше увеличить точность. Ожидаемое время хранения нейтронов в квантовых состояниях, равное 1 с на первом этапе в эксперименте GRANIT, даёт фактор улучшения  $\sim 10^3$ . Измерение формы резонансной зависимости с точностью 1 % позволило бы увеличить чувствительность ограничения ещё в  $\sim 10^2$  раз. Однако пока мы воздержимся от столь далёкой экстраполяции чувствительности и отложим проведение её более надёжной оценки до следующего этапа эксперимента.

В некоторых моделях вместо параметризации дополнительного взаимодействия типа Юкавы (27) рассматривается степенная зависимость взаимодействия от расстояния. В работе [150] показано, что в этом случае чувствительность экспериментов с гравитационными квантовыми состояниями к дополнительным взаимодействиям невелика.

Другим чувствительным способом поиска короткодействующих взаимодействий с помощью нейтронов могло бы быть изучение квантовых состояний холодных нейтронов вблизи поверхности вогнутого зеркала. Эта задача рассмотрена в разделе 7. Математически в первом приближении она сводится к задаче о квантовых состояниях нейтронов в гравитационном поле над зеркалом, в которой роль гравитационной силы играет центробежная сила. Характерные энергии и размеры волновых функций нейтронов сильно различаются: энергия квантового состояния порядка величины оптического потенциала зеркала, а длина волны нейтрона в квантовом состоянии порядка нескольких десятков нанометров. Эта характерная длина и определяет область максимальной чувствительности метода. Аккуратного анализа чувствительности этого метода пока проведено не было, поэтому может быть дана лишь предварительная оценка чувствительности.

Однако наиболее интересное ограничение получено с помощью нейтронов в нанометровой области методом анализа углового распределения нейтронов, рассеянных на ядрах [148]. Довольно высокая чувствительность таких экспериментов к короткодействующим силам может быть объяснена следующим. В системе центра масс амплитуда рассеяния достаточно медленных нейтронов на атомах в хорошем приближении может быть выражена как  $f(q) = f_{\text{nucl}}(q) + f_{\text{ne}}(q) + f_Y(q)$ . Здесь  $f_{\text{nucl}}(q)$  — нейтрон-ядерная амплитуда изотропного и энергетически независимого рассеяния, описываемого одним параметром — длиной рассеяния  $b = -f_{\text{nucl}}(q)$  [151]; небольшая энергетически зависимая электромагнитная добавка  $f_{\text{ne}}(q)$ , обусловленная взаимодействием между распределением электрического заряда внутри нейтрона и распределением электрического заряда атома, что





**Рис. 17.** Наилучшие ограничения на константу  $\alpha_G$  дополнительного короткодействующего взаимодействия в зависимости от расстояния, полученные без использования нейтронных методов, показаны сплошной чёрной линией: прецизионные эксперименты с антипротонными атомами ("Antiprotons"), прецизионные измерения сил Ван-дер-Ваальса (Ederth) и Казимира (Mohideen, Purdue, Lamoreaux), измерения гравитации на малых расстояниях (Stanford). Нейтронные ограничения, полученные в измерениях асимметрии нейтрон-ядерного рассеяния (расстояния  $10^{-12}$ – $4 \times 10^{-7}$  м) и в эксперименте с гравитационными квантовыми состояниями нейтронов ( $4 \times 10^{-7}$ – $10^{-5}$  м), показаны штриховой линией. Возможные улучшения нейтронных ограничений: методом измерения асимметрии рассеяния холодных нейтронов на атомах инертных газов ( $10^{-12}$ – $10^{-8}$  м), с помощью прецизионных экспериментов с квантовыми состояниями нейтронов в поле центробежной ( $10^{-8}$ – $10^{-6}$  м) и гравитационной ( $10^{-6}$ – $10^{-5}$  м) сил проточным методом на первом этапе этого эксперимента, показаны пунктирными линиями.

приводит к слабой асимметрии рассеяния; наконец,

$$f_Y(q) = -A \frac{q^2}{4\pi} \hbar c \frac{2m\lambda^2/\hbar^2}{1 + (q\lambda)^2}$$

— амплитуда рассеяния, возникающая из-за искомого дополнительного взаимодействия. Амплитуда рассеяния  $f_Y(q)$  приводила бы к асимметрии рассеяния нейтронов при условии, что длина волны нейтрона меньше характерного радиуса взаимодействия, что и было использовано для установления ограничения. Вероятно, наиболее перспективным способом дальнейшего улучшения чувствительности явился бы эксперимент по прецизионному измерению угловых распределений рассеяния холодных и очень холодных нейтронов на атомах разрежённого инертного газа (например, аргона или гелия) в зависимости от длины волны нейтрона [148]. В таком эксперименте не возникает асимметрии рассеяния нейтронов из-за вклада амплитуды  $f_{nc}(q)$ , поскольку энергия нейтронов достаточно мала, ядерные поправки также отсутствуют, поскольку используются достаточно лёгкие ядра. Поэтому любая измеренная асимметрия в системе

центра масс означала бы присутствие дополнительных короткодействующих сил.

Представленные нейтронные пределы, а также конкурирующие пределы из экспериментов, изучающих эффект Казимира, силы Ван-дер-Ваальса и антипротонные атомы [152, 153], показаны на рис. 17.

Как видно из рис. 17, нейтронные ограничения в диапазоне расстояний  $2 \times 10^{-12}$ – $7 \times 10^{-9}$  м являются наиболее точными и могут быть существенно улучшены в последующих экспериментах. На ещё больших расстояниях измерения силы Казимира и гравитации на малых расстояниях дают гораздо более сильные ограничения, чем нейтронные. Наиболее перспективными нейтронными методами в этом диапазоне расстояний представляются прецизионные измерения квантовых состояний в гравитационном и центробежном потенциалах. Возможно, они смогут достичь в будущем уровня чувствительности, представляющего интерес. Следует заметить, что один из альтернативных методов установления ограничения на дополнительные короткодействующие взаимодействия — прецизионное измерение силы Казимира между двумя параллельными пластинами на расстоянии до 10 мкм [154] — опирается на экспериментальные методы, развитые в нейтронных экспериментах, в частности на абсолютное прецизионное позиционирование пластин [29, 155].

## 6.2. Ограничения

### на спин-зависящие короткодействующие силы

Аксионы известны как возможное решение проблемы нарушения СР-чётности, а также как интересные кандидаты для объяснения тёмной материи [156]. Аксион обеспечивает нарушающую СР-чётность монополь-дипольную связь между спином и веществом [157] типа Юкавы:

$$V(\mathbf{r}) = \hbar g_p g_s \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}}{8\pi m c} \left( \frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) \exp \left( -\frac{r}{\lambda} \right), \quad (29)$$

где  $g_p g_s$  — произведение скалярной и поляризационной вершин,  $\lambda$  — характерный масштаб взаимодействия,  $r$  — расстояние между нейтроном и ядром,  $\boldsymbol{\sigma}$  — спин нейтрона,  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$  — единичный вектор. В общем виде дополнительные спин-зависящие взаимодействия были классифицированы в работе [158]. Экспериментальные и астрофизические наблюдения ограничивают диапазон поиска так называемым аксионным окном расстояний  $\lambda$ . Полный обзор теоретической и экспериментальной активности по поиску аксиона можно найти в работе [159]. Только несколько экспериментов с намагниченной средой и тестовой массой ограничивают произведение  $g_p g_s$ . Среди экспериментов, покрывающих аксионное окно, один [160] имеет максимальную чувствительность вблизи  $\lambda = 100$  мм (масса аксиона 2 мкэВ). В [160] сравниваются частоты прецессии спинов атомов  $\text{Hg}^{199}$  и  $\text{Cs}$  в зависимости от тестовой массы вблизи установки. Другой эксперимент с макроскопическим количеством поляризованных электронов [161] наиболее чувствителен вблизи  $\lambda = 10$  мм (масса аксиона 20 мкэВ).

Из общих соображений ясно, что наибольшая чувствительность гравитационного эксперимента приходится на расстояние, близкое к  $z_0$ . Оценим предел константы связи. По аналогии с представленной в разделе 6.1 оценкой, при которой дополнительное взаимо-

действие (27) между нейтроном и ядрами зеркала создавало дополнительный потенциал (28), в случае взаимодействия (29) нейтрон с данной проекцией спина на вертикальную ось будет находиться под действием дополнительного потенциала, созданного зеркалом:

$$U(z) = U_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right), \quad (30)$$

где

$$U_0 = \frac{g_p g_s}{4\pi} \frac{\pi \hbar \rho_m \lambda}{2m^2 c}.$$

Возмущение, созданное этим потенциалом, расщепило бы гравитационное квантовое состояние на два состояния с противоположными спинами. Соответственно, зависимость проникающего нейтронного потока от размера зазора между зеркалом и рассеивателем также расщепилась бы на две зависимости с двумя различными эффективными значениями ускорения свободного падения. Отсутствие такого эффекта для неполяризованных нейтронов позволило ограничить дополнительное взаимодействие на уровне  $g_p g_s / (\hbar c) = 2 \times 10^{-15}$  [43, 162, 163]. Это ограничение может быть улучшено в  $\sim 10^3$  раз при измерении в случае поляризованных нейтронов по проточной методике [164] с использованием спектрометра GRANIT. Измеряемой величиной в таком эксперименте явилась бы зависимость проникающего нейтронного потока от размера зазора между зеркалом и рассеивателем. Для двух направлений поляризации нейтронов кривые пропускания были бы несколько сдвинуты по высоте. Статистическая точность определения такого сдвига за разумное время эксперимента порядка 10 дней может составить  $\sim 10^3$ ; систематических ложных эффектов на этом уровне точности можно избежать, если контролировать наличие парамагнитных примесей на поверхности зеркала. Основное упрощение в случае спин-зависящих короткодействующих сил, по отношению к случаю спин-независимых, состоит в том, что можно использовать относительные измерения, потому что спин нейтрона может быть легко перевернут с большой точностью. В противоположность этому спин-независимые короткодействующие силы не могут быть "выключены". Поэтому требуются абсолютные измерения.

Дальнейшее увеличение чувствительности возможно при измерении вращения спина УХН у поверхности за счёт аксионного поля в установках по измерению электрического дипольного момента нейтрона [100, 165] или деполяризации УХН при их отражении от поверхности [100, 166]. И в том и в другом случае перспективной установкой является GRANIT, поскольку в нём объединяется статистическая чувствительность конкурирующих проектов и возможность экспериментального контроля систематических эффектов, благодаря анализу зависимости эффекта аксионного поля от расстояния до поверхности. Более того, требования к однородности (малости) магнитных полей уменьшаются на много порядков величины, поскольку требуется проводить относительные измерения (в зависимости от расстояния до поверхности), а не абсолютные.

### 6.3. Ограничение на электрический заряд нейтрона

Если создать сильное осциллирующее электрическое поле с резонансной частотой и искать индуцированные

этим полем переходы между квантовыми состояниями, то можно установить верхний предел электрического заряда нейтрона [43].

Пусть зеркало является одной из обкладок конденсатора, к которой приложено осциллирующее электрическое поле. Тогда возмущающий гамильтониан имеет вид  $\hat{V}(t) = e_n E \exp(i\omega t)z$ , где  $e_n$  — электрический заряд,  $E$  — напряжённость электрического поля. Матричный элемент этого взаимодействия  $F_{n1} = e_n E z_{n1}$ . Верхний предел вероятности перехода нейтрона в  $n$ -е квантовое состояние  $P_{\text{lim}}$  будет соответствовать верхнему пределу электрического заряда нейтрона  $e_n < [\hbar / (E z_{n1} t)] \sqrt{P_{\text{lim}}}$ . В эксперименте с напряжённостью электрического поля  $E \approx 10^7$  В м<sup>-1</sup> и временем наблюдения  $t \approx 10^3$  с верхний предел вероятности перехода  $P_{\text{lim}} \approx 10^{-3}$  должен быть достигнут для того, чтобы получить уровень чувствительности, соответствующий современному ограничению на электрический заряд нейтрона  $e_n < 10^{-21}e$ . Это ограничение было получено из интерференционного эксперимента с очень холодными нейтронами [167]. УХН также были использованы для установления предела электрического заряда нейтрона [73]. То есть эксперимент по резонансному перебросу нейтронов из одного квантового состояния нейтронов в другое посредством только электрического поля хотя и позволяет в принципе достичь высокой чувствительности, является малореалистичным.

Гораздо более сильное ограничение на электрический заряд нейтрона может быть получено при изучении осцилляций между сильновозбуждёнными квантовыми состояниями или при совместном приложении двух возмущений (26) и поиске интерференции между ними. Поскольку чувствительность такого эксперимента будет, по-видимому, определяться наличием паразитных эффектов (паразитных переходов между квантовыми состояниями, не поддающихся пока точному расчёту), точная оценка чувствительности пока является преждевременной.

### 6.4. Эволюция локализованного волнового пакета

Как было показано в разделе 5.1, УХН могут упруго и зеркально отражаться от поверхности, по крайней мере,  $\sim 10^3$  раз, а под скользящими углами падения много больше, следовательно, любой тип квантово-механической интерференции или локализации будет ярко выражен. Гравитационные квантовые состояния поэтому являются прекрасной лабораторией для измерения и изучения различных квантово-оптических явлений [16, 17, 168–177]. Рассмотрим подробнее эволюцию изначально локализованного волнового пакета, которую мы собираемся использовать в эксперименте GRANIT для измерения времён жизни нейтронов в квантовых состояниях.

Эволюция изначально локализованного нейтронного волнового пакета в эксперименте [27] была детально проанализирована в работах [171, 177], а аналогичное явление для ультрахолодных атомов над атомным зеркалом рассмотрено в работе [169]. Наблюдение эволюции изначально локализованного волнового пакета в спектрометре GRANIT позволило бы элегантно образом измерить времена жизни нейтронов в квантовых состояниях. Локализованные по высоте состояния значительно распространяются в вертикальном направлении в соответствии с формирующими их собственными

квантовыми состояниями системы, а на более длительных временах вновь периодически локализируются.

При описании зависящих от времени решений уравнения Шрёдингера часто используют концепцию интеграла перекрытия  $\langle \psi_t | \psi_0 \rangle$  зависящих от времени квантовых состояний  $|\psi_t\rangle$  с начальными квантовыми состояниями  $|\psi_0\rangle$ , называемого автокорреляционной функцией. Если волновой пакет описывается с помощью одномерных собственных квантовых состояний  $\psi_n(x)$  с собственными значениями энергии  $E_n$  в виде

$$\psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \psi_n(x) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right),$$

где  $a_n = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n^*(x) \psi(x, t) dx$ , то автокорреляционная функция может быть записана как

$$A(t) = \sum_{n=1}^{\infty} |a_n|^2 \exp\left(\frac{iE_n t}{\hbar}\right).$$

Если локализованный волновой пакет сформирован квантовыми состояниями с близкими (но большими по сравнению с  $E_1$ ) энергиями со средним значением, соответствующим квантовому состоянию с номером  $n_0$ , то можно представить энергии таких квантовых состояний в виде  $E_n = E(n)$ , разложив их около среднего значения:

$$E(n) \approx E(n_0) + E'(n_0)(n - n_0) + \frac{E''(n_0)}{2!}(n - n_0)^2 + \frac{E'''(n_0)}{3!}(n - n_0)^3 + \dots$$

В этом разложении ясна временная зависимость каждого квантового состояния в соответствии с множителями:

$$\exp\left(\frac{iE_n t}{\hbar}\right) = \exp(i\omega_0 t) \exp\left(\frac{i2\pi(n - n_0)}{T_{cl}}\right) \times \exp\left(\frac{i2\pi(n - n_0)^2}{T_{rev}}\right) \exp\left(\frac{i2\pi(n - n_0)^3}{T_{super}}\right),$$

где каждое слагаемое (кроме первого, представляющего собой общую ненаблюдаемую фазу) определяет важную характерную временную шкалу:

$$T_{cl} = \frac{2\pi\hbar}{|E'(n_0)|}, \quad T_{rev} = \frac{4\pi\hbar}{|E''(n_0)|}, \quad T_{super} = \frac{12\pi\hbar}{|E'''(n_0)|} \dots \quad (31)$$

Периодически, с характерным временем  $T_{rev}$ , волновой пакет возвращается в состояние, близкое к его начальному состоянию.

Для того чтобы оценить эти характерные времена, рассмотрим нейтрон во втором квантовом состоянии (строго говоря, такой выбор не соответствует определению, данному выше, но служит отправной точкой в последующем рассуждении). Для этого состояния высота классической точки поворота  $z_2 \approx 24$  мкм, классический период  $T_{cl} = 2\sqrt{2z_2/g} \approx 4,4$  мс,  $T_{rev} = 16mz_0^2/(\pi\hbar) \approx 46$  мс. Очевидно, что переход к более высоким квантовым состояниям, необходимым для наблюдения этого явления, потребует длительных времён удержания ней-

тронов в квантовых состояниях, недостижимых в проточной методике измерения, но ожидаемых в накопительном режиме в спектрометре GRANIT.

Дополнительным способом идентификации периодически локализующихся квантовых состояний является метод информационной энтропии в пространствах координат и скоростей, рассматриваемый в работе [175]. Этот метод работает и тогда, когда применимость метода автокорреляционной функции ограничена.

## 6.5. Взаимодействие нейтронов

### в квантовом состоянии с гравитационным полем

Гравитационные квантовые состояния нейтронов предоставляют уникальную возможность изучения взаимодействия частицы в квантовом состоянии с гравитационным полем.

#### 6.5.1. Проверка слабого принципа эквивалентности для элементарной частицы в квантовом состоянии.

Квантовые состояния нейтронов в гравитационном и центробежном потенциалах можно рассматривать как первую прямую демонстрацию слабого принципа эквивалентности общей теории относительности для тела (частицы) в чистом квантовом состоянии [178–182]. Сегодня точность такого сравнения ограничивается точностью гравитационного эксперимента, но она будет значительно улучшена в ближайшем будущем. В классическом случае наиболее точно ( $\sim 10^{-12}$ ) слабый принцип эквивалентности проверен в случае макроскопических тел [1]. Точность ( $\sim 7 \times 10^{-9}$ ) измерений с атомами [183] тоже очень высока. При измерениях с элементарными частицами наилучшая точность ( $\sim 3 \times 10^{-4}$ ) получена в случае нейтронов [2]. Однако известная противоречивая ситуация возникла при анализе другого нейтронного эксперимента [58], в котором впервые наблюдался сдвиг фазы нейтрона под действием гравитационного поля в нейтронном интерферометре. Как было показано в работах [184, 185], учёт эффекта динамической дифракции в материале нейтронного интерферометра, кремнии, приводит к формальному нарушению слабого принципа эквивалентности. За этим утверждением последовала серия более точных экспериментов [186], в которых было также измерено отклонение на уровне  $10\sigma$ , равное  $1,0 \pm 0,1\%$ . Хотя наиболее вероятным объяснением этого отклонения, по-видимому, является неучтённая методическая ошибка, увеличение точности нейтронных экспериментов на несколько порядков величины было бы полезным, для того чтобы снять возникшее противоречие. Это может быть осуществлено в планируемых экспериментах с нейтронным интерферометром другого типа [187] или в прецизионных экспериментах с гравитационными квантовыми состояниями нейтронов в установке GRANIT.

**6.5.2. Некоммутативная квантовая механика.** Некоммутативные расширения квантовой механики, в частности, следующие из теорий квантовой гравитации, обсуждаются давно и особенно интенсивно в последние годы. В работах [188–193] предлагается использовать гравитационные квантовые состояния для определения ограничений на параметры моделей таких расширений. Некоммутативные расширения квантовой механики обычно основаны на канонических расширениях алгебры Гейзенберга в  $d$ -мерном пространстве. Для гравитационных

квантовых состояний задача сводится к случаю  $[x, y] = i\theta$ ,  $[p_x, p_y] = i\eta$ ,  $[x_i, p_j] = i\hbar_{\text{eff}} \delta_{ij}$ ,  $i, j = 1, 2$ , где  $\hbar_{\text{eff}} = \hbar(1 + \theta\eta/(4\hbar^2))$  [188, 190]. При ненулевых параметрах некоммутативности параметры квантовых состояний изменились бы, что позволяет наложить ограничение на параметр  $\eta$ :  $\sqrt{\eta} < 0,8 \text{ мэВ с}^{-1}$ . В работе [194] проанализировано гипотетическое появление дополнительной фазы Берри вследствие некоммутативных эффектов и показано, что соответствующий эффект пропорционален третьей степени малого параметра  $\Delta\gamma(S) \sim \eta^3$ , где  $S$  — отрезок пути в некоммутативном пространстве.

**6.5.3. Нелинейная квантовая механика.** Нелинейное слагаемое в уравнении Шрёдингера вида  $-b\psi(x) \ln |\psi(x)|^2$ , где  $b$  — константа нелинейности [195], возникающее вследствие учёта квантовой гравитации, приводит к малым эффектам [196, 197]. Однако, как обсуждалось в работах [198, 199], это слагаемое может разрешить при некоторых предположениях квазиупругое отражение частицы от поверхности. Для того чтобы избежать противоречия с известными экспериментальными результатами, изменение энергии должно быть чрезвычайно малым и измеримым только в случае УХН или, возможно, ультрахолодных атомов. Появление этих работ было мотивировано также поиском решения проблемы аномальных потерь УХН из материальных ловушек [200]. Экспериментальная проверка [201, 202] гипотезы о квазиупругом отражении позволила авторам этих работ ограничить степень упругости отражения УХН от поверхности на уровне  $\sim 10^{-11}$  эВ на удар. Эксперименты с гравитационными состояниями дали возможность многократно уточнить пределы вероятности и величины минимальной передачи энергии при квазиупругом отражении нейтронов от поверхности [74] без проведения специального измерения. Более того, теперь можно изучать изменение энергии УХН, приходящееся на один удар о поверхность, вместо того, чтобы следить за интегральными суммарными эффектами, накапливающимися в результате многих ударов. Кроме того, данное ограничение относится к одной выделенной компоненте скорости нейтрона. Наконец, любое гипотетическое отклонение от стандартной квантовой механики следует, очевидно, проверять в наиболее чистом виде, используя квантовый предел минимальных начальных значений энергии (скорости). Отметим, что эта работа представляет для нас методический интерес, поскольку высокая степень упругости отражения УХН от поверхности является обязательным условием проведения большинства рассматриваемых экспериментов.

**6.5.4. Обобщённое соотношение неопределённостей.** Обобщённое соотношение неопределённостей, естественным образом возникающее в теориях квантовой гравитации и некоммутативной квантовой механике, подразумевает существование некоторого характерного минимального размера  $(\Delta x)_{\text{min}}$ , который может проявиться не только при высоких энергиях, но и в прецизионных экспериментах при низких энергиях [203–205]. Этот параметр в общем случае не является универсальным и может зависеть, например, от массы объекта. Эксперименты с гравитационными квантовыми состояниями нейтронов ограничивают такой размер на уровне  $(\Delta x)_{\text{min}} < 2,4 \text{ нм}$ . Если же этот параметр всё-таки универсален, то гораздо

более сильное ограничение можно получить из спектра атома водорода.

**6.5.5. Потеря квантово-механической когерентности.** Судя по количеству публикаций на эту тему, фундаментальная потеря фазовой квантовой когерентности, вызванная взаимодействием квантовой системы с гравитационным полем [206], всегда представляла интерес. Как было указано уже в первых публикациях [207], нейтронные интерференционные эксперименты могут быть чувствительны к этому явлению. Величина, определяющая чувствительность, — это время наблюдения интерферирующей системы. В эксперименте [58] с тепловыми нейтронами это время составляло  $3 \times 10^{-4} \text{ с}$ . В спектрометре [34] в проточном режиме время наблюдения достигает  $6 \times 10^{-2} \text{ с}$ . Измерение эволюции изначально локализованного нейтронного волнового пакета, рассмотренное в разделе 6.4, может дать прямую оценку характерного времени фундаментальной потери когерентности квантовых систем. Время наблюдения на первом этапе в накопительном режиме в спектрометре GRANIT составит около 1 с, и, по-видимому, оно может быть увеличено в дальнейшем ещё на несколько порядков величины. Другим методом могло бы быть измерение осцилляций нейтронов между двумя квантовыми состояниями, вызванных небольшим смешивающим взаимодействием (например, магнитным). С другой стороны, потеря квантовой когерентности в результате взаимодействия нейтронов с гравитационным полем (ненулевая, но и не фундаментальная) в принципе может быть измерена экспериментально, если локально увеличить максимальным образом изменение со временем гравитационного потенциала посредством перемещения небольшой тестовой массы вблизи установки, осуществляя при этом резонансный квантовый переход каким-либо другим, более сильным, взаимодействием.

**6.5.6. Взаимодействие спина нейтрона с гравитационным полем.** Эксперимент рассматривался в широком аспекте [208–212] взаимодействия спина нейтрона с гравитационным полем [213–216]. Показано, что спин-зависящие поправки малы и не могут быть измерены на достигнутом сегодня уровне экспериментальной точности.

**6.5.7. Гравитационный эффект Штарка.** Этот эффект возникает при ускорении гравитирующей массы. Его влияние на частицу в таком гравитационном поле рассматривается в работе [217].

**6.5.8. Космологические следствия.** Наблюдение гравитационных квантовых состояний УХН инициировало появление теоретических работ, исследующих гравитационные квантовые состояния частиц астрономического масштаба [218, 219].

**6.5.9. Релятивистские поправки, искривление пространства.** Поскольку скорости УХН далеки от релятивистских ( $v/c \sim 2 \times 10^{-8}$ ), поправки к гравитационным квантовым состояниям, как правило, малы.

Дополнительную информацию о взаимодействии нейтронов в гравитационных квантовых состояниях с гравитационным полем можно найти, например, в ра-

ботах [220–226]. Краткое рассмотрение, представленное в этом разделе, отражает лишь круг научных интересов автора и ни в коем случае не претендует на полноту.

### 6.6. Нейтронно-плотный клапан УХН.

#### Извлечение УХН из $^4\text{He}$ -источника

Эксперименты с гравитационными квантовыми состояниями нейтронов помогли предложить альтернативное решение проблемы нейтронно-плотного клапана ловушек УХН, способного работать в широком диапазоне температур, необходимых для прецизионных измерений времени жизни нейтрона. Существующие решения страдают наличием побочных систематических эффектов: работа гравитационного клапана [68, 72] искажает спектр хранящихся УХН (перемешивание спектра УХН при вращении ловушки), а жидкий клапан [67, 69–71] требует использования безводородного масла фомблина с сопровождающим его эффектом интенсивного малого нагрева УХН (их квазиупругого рассеяния) [76–80]. Основным элементом предложенного нейтронного затвора являются две параллельные шероховатые пластины. Даже при наличии макроскопического зазора между пластинами такой затвор эффективно отражает УХН с вероятностью, близкой к 100 % [28, 107, 108].

Щель между зеркалом и рассеивателем над ним пропускает УХН селективно. Пусть пара зеркало/рассеиватель установлена на выходе ловушки УХН (или  $^4\text{He}$ -источника УХН). Тогда только нейтроны, покидающие ловушку под углом, меньшим некоторого критического значения  $\varphi_0$ , будут последовательно отражаться от нижнего зеркала и пройдут сквозь щель [107, 108]. Очевидное условие, определяющее угол  $\varphi_0$ :

$$\varphi_0 = \frac{\sqrt{2gz_n}}{V_{\text{гор}}}, \quad (32)$$

где  $z_n$  — верхнее открытое квантовое состояние нейтронов в зазоре между зеркалом и рассеивателем. Все нейтроны с большей компонентой начальной вертикальной скорости (у дна входной щели) рассеются обратно в ловушку при условии, что их полная энергия меньше граничной энергии вещества зеркала и рассеивателя. Такой способ может быть применён для извлечения УХН из криогенного объёма  $^4\text{He}$ -источника УХН. Этот способ позволяет решить существовавшую в течение многих лет проблему — проблему извлечения УХН из  $^4\text{He}$ -источников в проточном режиме без потери плотности УХН в источнике. Только требующиеся для эксперимента со спектрометром GRANIT нейтроны (с почти строго горизонтальным направлением скорости) покидают  $^4\text{He}$ -объём, остальные возвращаются в него, позволяя уменьшить суммарные потери и получать длительные времена хранения УХН в  $^4\text{He}$ -ловушке, необходимые для накопления высокой плотности УХН в источнике. Параметры такой системы были оптимизированы в работе [108]. Длина щели должна составлять  $\sim 10$  см, высота — 100–200 мкм, амплитуда шероховатости рассеивателя — порядка  $z_0$ , а коэффициент потерь УХН при отражении от зеркала и рассеивателя не должен превышать  $10^{-4}$ .

## 7. Квантовая волна шепчущей галереи

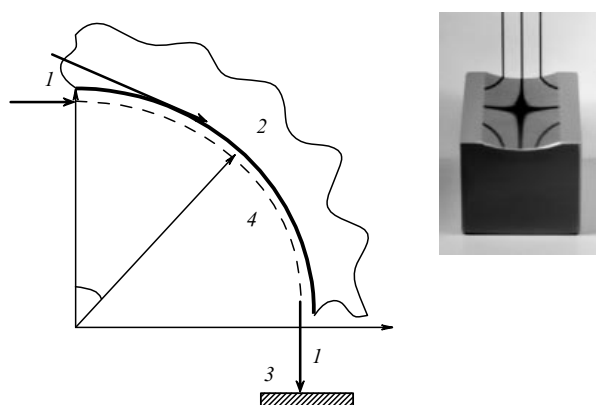
Эффект шепчущей галереи известен с древних времён для звука в воздухе [227, 228], позднее он был обнаружен для

звука в воде и электромагнитных волн широкого диапазона частот: радиодиапазона, оптического, рентгеновского [229–232]. Этот эффект, который состоит в локализации волны вблизи вогнутой отражающей поверхности, должен проявляться для волн разной природы, в частности для атомов [233, 234] и нейтронов [18, 30, 31, 49, 236]. У материальных волн шепчущей галереи появляется новое качество: массивные частицы связаны в квантовые состояния с параметрами, зависящими от их массы. Можно показать [18, 31], что математически задача о таких квазистационарных состояниях нейтронов решается точно и она в значительной степени аналогична задаче о частице в притягивающем линейном потенциале над зеркалом.

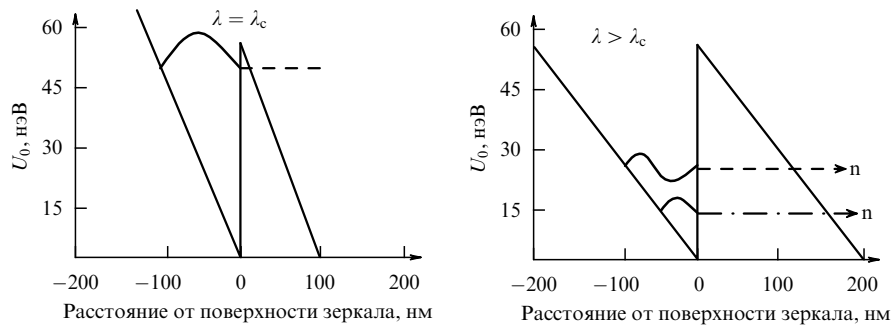
Материал, представленный в этом разделе, строго говоря, обзорным не является, поскольку результаты только что получены, они анализируются и подробно будут опубликованы позднее. Суть физического явления объяснена в разделе 7.1, а перспективы исследования сформулированы в разделе 7.2.

### 7.1. Первое наблюдение

Рассмотрим с точки зрения классической теории отражение холодных нейтронов (рис. 18) со скоростью  $v \sim 10^3$  м с $^{-1}$  (энергией  $\varepsilon \sim 10^{-2}$  эВ) от вогнутого цилиндрического зеркала радиусом  $R = 2,5$  см (см. работу [30]). Если энергия радиального движения нейтрона меньше оптического потенциала зеркала  $U_0$ , то нейтрон многократно отражается от зеркала под одним и тем же углом, следуя вдоль поверхности зеркала. Время жизни нейтрона на такой траектории зависит от качества зеркала, в частности от амплитуды шероховатостей его поверхности, которая не должна превышать нескольких ангстрем. Поскольку  $\varepsilon \gg U_0$ , то классически разрешённые углы падения  $\varphi$  не превышают критического угла  $\varphi_c = \sqrt{U_0/\varepsilon} \sim 0,2^\circ$ . Если энергия радиального движения нейтрона больше оптического потенциала зеркала  $U_0$ , то нейтрон проникает в вещество зеркала. Тангенциальное и радиальное движения отражённых нейтронов могут быть с хорошей степенью точности разделены как при классической, так и при строгой квантово-механической



**Рис. 18.** Схема эксперимента по наблюдению квантовых состояний нейтронов, возникающих под действием эффективного центробежного потенциала: 1 — классические траектории нейтронов, падающих на цилиндрическое зеркало и отражённых этим зеркалом, 2 — цилиндрическое зеркало, 3 — детектор нейтронов, 4 — квантовое движение вдоль поверхности зеркала. На вставке: фотография цилиндрического зеркала, изготовленного из кристалла кремния.



**Рис. 19.** Эффективный потенциал, возникающий в цилиндрической системе координат. Потенциальная ступенька в точке  $z = 0$  равна оптическому потенциалу  $U_0$  материала зеркала. Наклон потенциала на радиальных расстояниях  $z \neq 0$  определяется центробежным ускорением  $a_{\text{centr}} = v^2/R$ . Волновые функции двух нижних квантовых состояний ( $n = 1, 2$ ) показаны на высоте, пропорциональной их энергии. Штриховые линии иллюстрируют туннелирование нейтронов через удерживающий треугольный потенциал.

постановках задачи [18, 31]. Отражённый нейтрон испытывает огромное центростремительное ускорение  $a_{\text{centr}} = v^2/R \sim 10^5 - 10^7 g$ . Тангенциальное движение характеризуется угловым моментом с квантовым числом  $\mu_0 = mvR/\hbar$ , имеющим огромное характерное значение  $\mu_0 = 10^8 - 10^9$ , так что квантовые эффекты пренебрежимо малы. Напротив, радиальное движение является сугубо квантовым. Квантовые состояния, соответствующие радиальному движению, формируются в потенциальной яме, показанной на рис. 19. Это квазистационарные состояния, так как вероятность туннелирования нейтронов сквозь удерживающий треугольный потенциал никогда не равна нулю, хотя может быть чрезвычайно мала для глубоко расположенных состояний.

Метод изучения таких квантовых состояний основан на плавном изменении ширины треугольной потенциальной ямы (см. рис. 19). Ширина и энергия каждого квантового состояния, а также число квантовых состояний в потенциальной яме сильно зависят от скорости нейтрона  $v$ . Ширина экспоненциально уменьшается с уменьшением  $v$  вследствие подавления туннелирования сквозь треугольный барьер. Меньшее значение  $v$  делает потенциальную яму шире, а широкая яма означает уменьшение энергии каждого уровня и увеличение числа состояний в яме. Таким образом, следует ожидать ступенчатой зависимости потока нейтронов на выходе цилиндрического зеркала от скорости  $v$ . В частности, поток должен резко возрасти от нулевого значения, когда скорость (длина волны) нейтрона приближается к критическому значению  $v_c$  ( $\lambda_c$ ), соответствующему появлению нижнего квазистационарного состояния. Это значение может быть оценено из соотношения неопределённостей Гейзенберга  $z_{\text{cl}}\sqrt{2mU_0} > 2\pi\hbar$ , где  $z_{\text{cl}} = RU_0/mv^2$  — классическое максимальное расстояние между нейтроном и зеркалом. В нашем случае  $\lambda_c \approx 3,9 \text{ \AA}$ . Точное значение слабо возрастает как функция угла отклонения нейтрона вследствие туннельного эффекта.

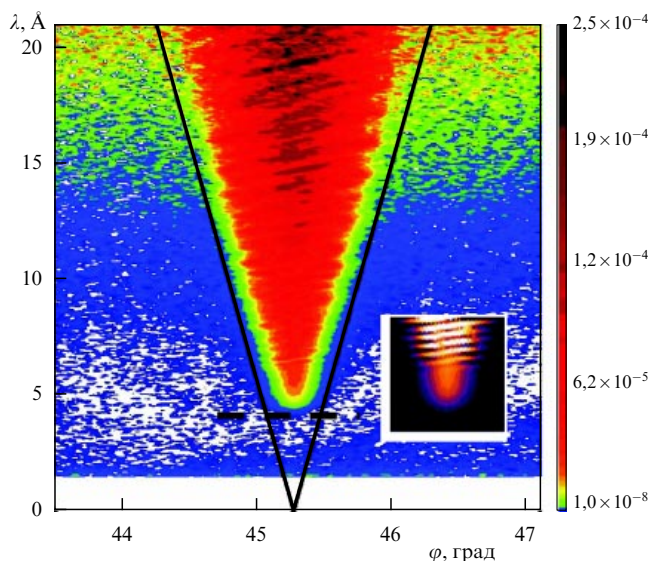
Другим методом изучения таких квантовых состояний является измерение распределения радиальных скоростей нейтронов с помощью позиционно-чувствительного детектора, установленного на некотором расстоянии от зеркала. Если это расстояние достаточно велико, то точка детектирования однозначно связана с углом вылета нейтрона, определяемого отношением радиальной и тангенциальной компонент скорости. В частности,

если заселено только одно квантовое состояние, то можно непосредственно измерить распределение радиальных компонент скорости в этом квантовом состоянии. Очевидно, наиболее информативным и чувствительным является метод одновременного измерения радиальной и тангенциальной скоростей. Тангенциальная скорость измеряется времяпролётным методом, а радиальная — с помощью позиционно-чувствительного детектора на расстоянии 3–4 м от зеркала. Первые измерения проводились с использованием инструмента PF1B [236], а окончательные — с использованием D17 [237] института ИЛЛ в Гренобле.

Начальная ширина нейтронного пучка ( $\sim 10^{-4}$  м) была много больше характерного размера квантовых состояний ( $\sim 10^{-7}$  м). Угловая расходимость начального пучка составляла  $0,2^\circ$ . Было исследовано два способа заселения квантовых состояний. В первом случае нейтронный поток изнутри материала зеркала попадал в квантовые состояния по касательной к цилиндрической поверхности [31], при этом только малая доля нейтронов туннелировала в припороговые квантовые состояния. Во втором случае нейтроны заселяли все квантовые состояния с торца цилиндрического зеркала [18]. При этом доля нейтронов, захваченных в квантовые состояния, гораздо выше, а времена глубоко расположенных квантовых состояний гораздо больше. Поэтому характерные углы отклонения нейтронов также гораздо больше. Характерный результат измерения показан на рис. 20.

Сигнал, соответствующий квантовым состояниям на рис. 20, имеет форму буквы "V". Такую форму сигнала можно объяснить следующим. Средний угол отклонения  $\varphi_0$  равен угловому размеру зеркала, т.е. распределение радиальных компонент скорости симметрично относительно нулевого значения. В случае классических траекторий нейтронов ширина "V" была бы пропорциональна длине волны нейтрона  $\lambda$  при любом  $\lambda$ , поскольку радиальная скорость нейтрона не может превышать граничную скорость материала зеркала, и основание буквы "V" находилось бы в точке  $\lambda(\varphi_0) = 0$ , как показано на рис. 20. Очевидное проявление квантовых квазистационарных состояний заключается в резком появлении потока отклонившихся нейтронов с длинами волн, большими, чем  $\lambda_c$ , что соответствует появлению основного состояния, по близкой аналогии с его появлением в экспериментах с гравитационными квантовыми состояниями [27]. Длины волн вблизи значения  $\lambda_c$  соответ-





**Рис. 20.** Вероятность рассеяния нейтрона цилиндрическим зеркалом показана разными цветами (интенсивностями) в зависимости от длины волны нейтрона  $\lambda$  и от угла отклонения  $\phi$ . Нейтроны заселяют квантовые состояния с торца зеркала. Геометрический размер зеркала  $45^\circ$ . Наклонные сплошные линии показывают огибающую сигнала в случае классических траекторий отражающихся нейтронов. Штриховая горизонтальная линия показывает характерную длину волны  $\lambda_c$ , на которой появляется первое квантовое состояние. Теоретически ожидаемая форма сигнала показана на вставке [30].

вуют максимальной интенсивности падающего нейтронного пучка, поэтому наблюденное пороговое явление является особенно убедительным. Другое проявление квантовых состояний заключается в сложной структуре интерференционных полос внутри "буквы V". На вставке в правой части рис. 20 [30] показана теоретически ожидаемая форма сигнала, которая детально соответствует его форме, полученной экспериментально. В частности, интерференция отсутствует, если длина волны меньше  $\approx 5,5 \text{ \AA}$ , так как одно основное состояние заселено и ему не с чем интерферировать. Затем появляется интерференция двух квантовых состояний с равноотстоящими полосами. Далее, с появлением многих квантовых состояний, интерференционная картина становится более сложной. Сложная общая структура интерферирующих состояний очень чувствительна к форме потенциальной ямы в случае припороговых состояний и малочувствительна в случае глубоко расположенных состояний.

## 7.2. Перспективы использования нейтронной волны шепчущей галереи

Очевидно, что точность первого эксперимента ( $\sim 10^{-2}$ ) в определении параметров квантовых состояний может быть улучшена на несколько порядков величины при использовании более прецизионной спектрометрии и расширении диапазона скоростей нейтронов. Сегодня она не ограничена ни статистикой, ни очевидными систематическими эффектами, но требует дальнейшего детального теоретического анализа.

Глубоко связанные долгоживущие квантовые состояния нейтронов в эффективном центробежном потенциале представляют собой "точные часы" с хорошо определёнными параметрами, в то время как припороговые кван-

товые состояния очень чувствительны к точной форме удерживающего потенциала. Первые оценки показывают хорошие перспективы использования этого явления для изучения дополнительных короткодействующих сил с характерным радиусом порядка размера квантового состояния. С другой стороны, такие квантовые состояния полезны для изучения явлений квантовой оптики и физики поверхности, в частности для чувствительного и прецизионного измерения формы поверхностных потенциалов. Однако делать окончательные выводы пока преждевременно.

Несомненно, нейтронная волна шепчущей галереи является прекрасным инструментом для изучения квантово-оптических явлений, квантовой локализации, интерференции и их применения в различных областях физики.

## 8. Заключение

Представлены экспериментальные и теоретические результаты изучения гравитационных квантовых состояний нейтронов, а также применение этого явления и развитых методов в физике частиц и полей, квантовой оптике, физике поверхности. Кратко представлены первые результаты изучения родственного явления нейтронной шепчущей галереи. Совместное изучение приповерхностных состояний этих двух типов является первой прямой демонстрацией слабого принципа эквивалентности для массивной частицы в квантовом состоянии. Интенсивно развиваются как возможные применения этих явлений, так и экспериментальные и теоретические методы их изучения и прецизионного измерения.

## Список литературы

1. Su Y et al. *Phys. Rev. D* **50** 3614 (1994)
2. Koester L *Phys. Rev. D* **14** 907 (1976)
3. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **9** 1389 (1959)]
4. Лушчиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969) [Lushchikov V I et al. *JETP Lett.* **9** 23 (1969)]
5. Steyerl A *Phys. Lett. B* **29** 33 (1969)
6. Lushchikov V I *Phys. Today* **30** (6) 42 (1977)
7. Лушчиков В И, Франк А И *Письма в ЖЭТФ* **28** 607 (1978) [Lushchikov V I, Frank A I *JETP Lett.* **28** 559 (1978)]
8. Fermi E, Marshall L *Phys. Rev.* **71** 666 (1947)
9. Франк А И, Носов В Г *Письма в ЖЭТФ* **79** 387 (2004) [Frank A I, Nosov V G *JETP Lett.* **79** 313 (2004)]
10. Wallis H, Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *Appl. Phys. B* **54** 407 (1992)
11. Köhl M, Hänsch T W, Esslinger T *Phys. Rev. Lett.* **87** 160404 (2001)
12. Balykin V I et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137 (1988)
13. Kasevich M A, Weiss D S, Chu S *Opt. Lett.* **15** 607 (1990)
14. Aminoff C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993)
15. Roach T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 629 (1995)
16. Bertolami O, Rosa J G *Phys. Lett. B* **633** 111 (2006)
17. Berberan-Santos M N, Bodunov E N, Pogliani L J. *Math. Chem.* **37** 101 (2005)
18. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Rev. A* **78** 033616 (2008)
19. Breit G *Phys. Rev.* **32** 273 (1928)
20. Гольдман И И, Кривченков В Д *Сборник задач по квантовой механике* (М.: Гостехиздат, 1957); Коган В И, Галицкий В М *Сборник задач по квантовой механике* (М.: Гостехиздат, 1956) [Goldman I I et al. *Problems in Quantum Mechanics* (Ed. D ter Haar) (New York: Academic Press, 1960)]
21. ter Haar D (Ed.) *Selected Problems in Quantum Mechanics* (New York: Academic Press, 1964)
22. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974) [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics. Nonrelativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1965)]

23. Langhoff P W *Am. J. Phys.* **39** 954 (1971)
24. Flügge S *Practical Quantum Mechanics I* (Berlin: Springer-Verlag, 1974) [Флюгге С *Задачи по квантовой механике* Т. 1 (М.: Мир, 1974)]
25. Gibbs R L *Am. J. Phys.* **43** 25 (1975)
26. Sakurai J J *Modern Quantum Mechanics* (Menlo Park, Calif.: Benjamin/Cummings, 1985)
27. Nesvizhevsky V V et al. *Nature* **415** 297 (2002)
28. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Rev. D* **67** 102002 (2003)
29. Nesvizhevsky V V et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 479 (2005)
30. Nesvizhevsky V V et al. *Nature Phys.* **6** 114 (2009)
31. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Rev. A* (2009), submitted
32. Несвижевский В В, Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 2007)
33. Nesvizhevsky V V, Preprint ILL-96NE14T (Grenoble: Institut Laue–Langevin, 1996)
34. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440** 754 (2000)
35. Bowles T J *Nature* **415** 267 (2002)
36. Schwarzschild B *Phys. Today* **55** (3) 20 (2002)
37. Hansson J et al. *Phys. Rev. D* **68** 108701 (2003)
38. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Rev. D* **68** 108702 (2003)
39. Несвижевский В В *УФН* **173** 102 (2003) [Nesvizhevskii V V *Phys. Usp.* **46** 93 (2003)]
40. Несвижевский В В *УФН* **174** 569 (2004) [Nesvizhevskii V V *Phys. Usp.* **47** 515 (2004)]
41. Nesvizhevsky V V et al., ILL Annual Report-2004 (Eds G Cicongani, C Vettier) (Grenoble: Institut Laue–Langevin, 2004) p. 82
42. Nesvizhevsky V V et al. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **110** 263 (2005)
43. Nesvizhevsky V V, Protasov K V, in *Trends in Quantum Gravity Research* (Ed. D C Moore) (New York: Nova Sci. Publ., 2006)
44. Abele H et al. *AIP Conf. Proc.* **842** 793 (2006)
45. Voronin A Yu et al. *Phys. Rev. D* **73** 044029 (2006)
46. Meyerovich A E, Nesvizhevsky V V *Phys. Rev. A* **73** 063616 (2006)
47. Adhikari R et al. *Phys. Rev. A* **75** 063613 (2007)
48. Westphal A et al. *Eur. Phys. J. C* **51** 367 (2007)
49. Cubitt R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 322 (2009)
50. Baeßler S J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **36** 104005 (2009)
51. Rooijakkers W et al. *Phys. Rev. A* **68** 063412 (2003)
52. Zabow G, Conroy R S, Prentiss M G *Phys. Rev. Lett.* **92** 180404 (2004)
53. Voronin A Yu, Froelich P J. *Phys. B At. Mol. Opt.* **38** L301 (2005)
54. Voronin A Yu, Froelich P, Zygelman B *Phys. Rev. A* **72** 062903 (2005)
55. Cole M W *Rev. Mod. Phys.* **46** 451 (1974)
56. Freed J H *Ann. Physique* **10** 901 (1985)
57. Longhi S *Phys. Rev. A* **77** 035802 (2008)
58. Colella R, Overhauser A W, Werner S A *Phys. Rev. Lett.* **34** 1472 (1975)
59. Rauch H et al. *Nature* **417** 630 (2002)
60. Игнатович В К *Физика ультрахолодных нейтронов* (М.: Наука, 1986) [Ignatovich V K *The Physics of Ultracold Neutrons* (Oxford: Clarendon Press, 1990)]
61. Golub R, Richardson D J, Lamoreaux S K *Ultra-cold Neutrons* (Bristol: A. Higler, 1991)
62. Pendlebury J M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 687 (1993)
63. Nico J S, Snow W M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** 27 (2005)
64. Abele H *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60** 1 (2008)
65. Altarev I S et al. *Phys. Lett. B* **276** 242 (1992)
66. Baker C A et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 131801 (2006)
67. Mampe W et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 593 (1989)
68. Несвижевский В В и др. *ЖЭТФ* **102** 740 (1992) [Nesvizhevskii V V et al. *Sov. Phys. JETP* **75** 405 (1992)]
69. Мампе В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 77 (1993) [Mampe W et al. *JETP Lett.* **57** 82 (1993)]
70. Arzumanov S et al. *Phys. Lett. B* **483** 15 (2000)
71. Pichlmaier A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440** 517 (2000)
72. Serebrov A et al. *Phys. Lett. B* **605** 72 (2005)
73. Борисов Ю В и др. *ЖТФ* **58** 951 (1988) [Borisov Yu V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** 574 (1988)]
74. Nesvizhevsky V V *Int. J. Mod. Phys. D* **14** 511 (2005)
75. Стрелков А В, Хетцельт М *ЖЭТФ* **74** 23 (1978) [Strelkov A V, Hetzelt M *Sov. Phys. JETP* **47** 11 (1978)]
76. Несвижевский В В и др. *ЯФ* **62** 832 (1999) [Nesvizhevsky V V et al. *Phys. At. Nucl.* **62** 776 (1999)]
77. Nesvizhevsky V V et al. *Eur. J. Appl. Phys.* **6** 151 (1999)
78. Geltenbort P et al. *Письма в ЖЭТФ* **70** 175 (1999) [JETP Lett. **70** 170 (1999)]
79. Strelkov A V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440** 695 (2000)
80. Бондаренко Л Н и др. *ЯФ* **65** 13 (2002) [Bondarenko L N et al. *Phys. At. Nucl.* **65** 11 (2002)]
81. Стрелков А В *УФН* **174** 565 (2004) [Strelkov A V *Phys. Usp.* **47** 511 (2004)]
82. Steyerl A et al. *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
83. Jakubek J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **600** 651 (2009)
84. Sanuki T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **600** 657 (2009)
85. Mezei F *Commun. Phys.* **1** 81 (1976)
86. Schaerpf O *Physica B* **156–157** 639 (1989)
87. Гуревич И И, Немировский П Э *ЖЭТФ* **41** 1175 (1961) [Gurevich I I, Nemirovskii P E *Sov. Phys. JETP* **14** 838 (1962)]
88. Petrillo C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **424** 523 (1999)
89. Pignol G, Protasov K, Nesvizhevsky V *Class. Quantum Grav.* **24** 2439 (2007)
90. Nesvizhevsky V V *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **557** 576 (2006)
91. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **578** 435 (2007)
92. Plonka C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **578** 450 (2007)
93. Trinks U et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **440** 666 (2000)
94. Багрянов Б В и др. *ЯФ* **62** 844 (1999) [Bagrjanov B V et al. *Phys. At. Nucl.* **62** 787 (1999)]
95. Pokotilovski Yu N *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **356** 412 (1995)
96. Франк А И, Гэйлер Р *ЯФ* **63** 605 (2000) [Frank A I, Gähler R *Phys. At. Nucl.* **63** 545 (2000)]
97. Pignol G et al., arXiv:0708.2541
98. Arminjon M *Phys. Lett. A* **372** 2196 (2008)
99. Morozova V S, Ahmedov B J *Int. J. Mod. Phys. D* **18** 107 (2009)
100. Pignol G, PhD Thesis (Grenoble: ILL/LPSC, 2009)
101. Werner S A, Staudenmann J-L, Colella R *Phys. Rev. Lett.* **42** 1103 (1979)
102. Assoufid L et al. *Proc. SPIE* **5921** 129 (2005)
103. Kreuz M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 326 (2009)
104. Felber J et al. *Phys. Rev. A* **53** 319 (1996)
105. Meyerovich A E, Ponomarev I V *Phys. Rev. B* **65** 155413 (2002)
106. Schmidt-Wellenburg P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 267 (2009)
107. Schmidt-Wellenburg P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **577** 623 (2007)
108. Barnard J, Nesvizhevsky V *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **591** 431 (2008)
109. Nesvizhevsky V V, Protasov K V, Mackowski J M, Projet Blanc ANR-05-BLAN-0098-01, 2005–2009
110. Bondoux D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **606** 637 (2009)
111. Arminjon M *Phys. Rev. D* **74** 065017 (2006)
112. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **595** 631 (2008)
113. Несвижевский В В *ЯФ* **65** 426 (2002) [Nesvizhevsky V V *Phys. At. Nucl.* **65** 400 (2002)]
114. Nesvizhevsky V V, Pignol G, Protasov K V *Int. J. Nanosci.* **6** 485 (2007)
115. Mezhev-Deglin L P et al. *J. Low Temp. Phys.* **148** 833 (2007)
116. Mezhev-Deglin L P et al. *J. Low Temp. Phys.* **150** 206 (2008)
117. Boeuf A et al. *Synthetic Met.* **8** 307 (1983)
118. Mattoni C E H et al. *Physica B* **344** 343 (2004)
119. Baker C A et al. *Phys. Lett. A* **308** 67 (2003)
120. Murayama H et al. *Phys. Lett. B* **592** 389 (2004)
121. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998)
122. Antoniadis I et al. *Phys. Lett. B* **436** 257 (1998)
123. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
124. Kaluza T *Berl. Ber.* 966 (1921)
125. Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
126. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 136 (1983)
127. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 139 (1983)
128. Visser M *Phys. Lett. B* **159** 22 (1985)
129. Antoniadis I *Phys. Lett. B* **246** 377 (1990)
130. Lykken J D *Phys. Rev. D* **54** R3693 (1996)
131. Frank A, Van Isacker P, Gómez-Camacho J *Phys. Lett. B* **582** 15 (2004)
132. Long J C et al. *Nature* **421** 922 (2003)
133. Hewett J, March-Russell J *Phys. Lett. B* **592** 1056 (2004)
134. Gundlach J H *New J. Phys.* **7** 205 (2005)
135. Onofrio R *New J. Phys.* **8** 237 (2006)
136. Kapner D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 021101 (2007)
137. Geraci A A et al. *Phys. Rev. D* **78** 022002 (2008)
138. Adelberger E G et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62** 102 (2009)
139. Leeb H, Schmiedmayer J *Phys. Rev. Lett.* **68** 1472 (1992)

140. Abele H, Westphal A, ILL Annual Report-2002 (Eds G Ciconiani, C Vettier) (Grenoble: Institut Laue–Langevin, 2004) p. 76
141. Bertolami O, Nunes F M *Class. Quantum Grav.* **20** L61 (2003)
142. Abele H, Baeßler S, Westphal A *Lecture Notes Phys.* **631** 355 (2003)
143. Nesvizhevsky V V, Protasov K V *Class. Quantum Grav.* **21** 4557 (2004)
144. Nesvizhevsky V V, Protasov K V *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **110** 269 (2005)
145. Zimmer O, Kaiser N *Class. Quantum Grav.* **23** 6077 (2006)
146. Nesvizhevsky V V, Protasov K V *Class. Quantum Grav.* **23** 6081 (2006)
147. Greene G L, Gudkov V *Phys. Rev. C* **75** 015501 (2007)
148. Nesvizhevsky V V, Pignol G, Protasov K V *Phys. Rev. D* **77** 034020 (2008)
149. Kamyshkov Yu, Tithof J, Vysotsky M *Phys. Rev. D* **78** 114029 (2008)
150. Buisseret F, Silvestre-Brac B, Mathieu V *Class. Quantum Grav.* **24** 855 (2007)
151. Fermi E "A course in neutron physics", in *Collected Papers* Vol. 2 (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1965) [Ферми Э *Научные труды* Т. 2 (М.: Наука, 1972)]
152. Hori M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 123401 (2003)
153. Korobov V I *Phys. Rev. A* **67** 062501 (2003)
154. Lambrecht A et al. *Class. Quantum Grav.* **22** 5397 (2005)
155. Schrauwen J, Diploma Thesis (Gent: Univ. of Gent, 2004)
156. Kolb E W, Turner M *The Early Universe* (Redwood, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
157. Moody J E, Wilczek F *Phys. Rev. D* **30** 130 (1984)
158. Dobrescu B A, Mocioiu I J *High Energy Phys.* (11) 005 (2006)
159. Murayama H et al. *Phys. Lett. B* **592** 389 (2004)
160. Youdin A N et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2170 (1996)
161. Ni W-T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2439 (1999)
162. Baeßler S et al. *Phys. Rev. D* **75** 075006 (2007)
163. Baeßler S et al. *Phys. Lett. B* **667** 1 (2008)
164. Baeßler S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 149 (2009)
165. Zimmer O, arXiv:0810.3215
166. Serebrov A P *Phys. Lett. B* **680** 423 (2009); arXiv:0902.1056
167. Baumann J et al. *Phys. Rev. D* **37** 3107 (1988)
168. Onofrio R, Viola L *Phys. Rev. A* **53** 3773 (1996)
169. Gea-Banacloche J *Am. J. Phys.* **67** 776 (1999)
170. Kälbermann G J *Phys. A Math. Gen.* **35** 9829 (2002)
171. Robinett R W *Phys. Rep.* **392** 1 (2004)
172. Belloni M, Doncheski M A, Robinett R W *Phys. Scripta* **72** 122 (2005)
173. Mather W H, Fox R F *Phys. Rev. A* **73** 032109 (2006)
174. Witthaut D, Korsch H J J. *Phys. A Math. Gen.* **39** 14687 (2006)
175. Romero E, de los Santos F *Phys. Rev. Lett.* **99** 263601 (2007)
176. González G *Rev. Mexic. Fis.* **54** 5 (2008)
177. Belloni M, Robinett R W J. *Phys. A Math. Theor.* **42** 075203 (2009)
178. Viola L, Onofrio R *Phys. Rev. D* **55** 455 (1997)
179. Herdegen A, Wawrzycki J *Phys. Rev. D* **66** 044007 (2002)
180. Ahluwalia D V *Mod. Phys. Lett. A* **17** 1135 (2002)
181. Chryssomalakos C, Sudarsky D *Gen. Relat. Grav.* **35** 605 (2003)
182. Wawrzycki J *Acta Phys. Polon. B* **35** 613 (2004)
183. Peters A, Chung K Y, Chu S *Nature* **400** 849 (1999)
184. Bonse U, Wroblewski T *Phys. Rev. D* **30** 1214 (1984)
185. Horne M A *Physica B+C* **137** 260 (1986)
186. Littrell K C, Allman B E, Werner S A *Phys. Rev. A* **56** 1767 (1997)
187. Франк А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 255 (2007) [Frank A I et al. *JETP Lett.* **86** 225 (2007)]
188. Bertolami O et al. *Phys. Rev. D* **72** 025010 (2005)
189. Bertolami O et al. *Mod. Phys. Lett. A* **21** 795 (2006)
190. Banerjee R, Roy B D, Samanta S *Phys. Rev. D* **74** 045015 (2006)
191. Saha A *Eur. Phys. J. C* **51** 199 (2007)
192. Giri P R, Roy P *Eur. Phys. J. C* **57** 835 (2008)
193. Giri P R, Roy P *Eur. Phys. J. C* **60** 157 (2009)
194. Bastos C, Bertolami O *Phys. Lett. A* **372** 5556 (2008)
195. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **62** 485 (1989)
196. Bertolami O *Phys. Lett. A* **154** 225 (1991)
197. Bollinger J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1031 (1989)
198. Steyerl A, Malik S S *Ann. Physics* **217** 222 (1992)
199. Steyerl A, Malik S S *Phys. Lett. A* **217** 194 (1996)
200. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 92 (1992) [Alfimenkov V P et al. *JETP Lett.* **55** 84 (1992)]
201. Steyerl A et al. *J. Physique III* **7** 1941 (1997)
202. Bestle T et al. *Phys. Lett. A* **244** 217 (1998)
203. Brau F, Buisseret F *Phys. Rev. D* **74** 036002 (2006)
204. Ahluwalia-Khalilova D V *Int. J. Mod. Phys. D* **14** 2151 (2005)
205. Panella O *Phys. Rev. D* **76** 045012 (2007)
206. Hawking S W *Commun. Math. Phys.* **87** 395 (1982)
207. Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **241** 381 (1984)
208. Кобзарев И Ю, Окунь Л Б *ЖЭТФ* **43** 1904 (1962) [Kobzarev I Yu, Okun' L B *Sov. Phys. JETP* **16** 1343 (1963)]
209. Leitner J, Okubo S *Phys. Rev.* **136** B1542 (1964)
210. Mashhoon B *Class. Quantum Grav.* **17** 2399 (2000)
211. Obukhov Yu N *Phys. Rev. Lett.* **86** 192 (2001)
212. Bini D, Cherubini Ch, Mashhoon B *Class. Quantum Grav.* **21** 3893 (2004)
213. Silenko A J, Teryaev O V *Phys. Rev. D* **76** 061101(R) (2007)
214. Boulanger N, Spindel Ph, Buisseret F *Phys. Rev. D* **74** 125014 (2006)
215. Alimohammadi M, Vakili B *Ann. Physics* **310** 95 (2004)
216. Leclerc M *Class. Quantum Grav.* **22** 3203 (2005)
217. Bini D, Cherubini C, Mashhoon B *Phys. Rev. D* **70** 044020 (2004)
218. Ernest A D J. *Phys. A Math. Theor.* **42** 115207 (2009)
219. Ernest A D J. *Phys. A Math. Theor.* **42** 115208 (2009)
220. Kiefer C, Weber C *Ann. Physik* **14** 253 (2005)
221. Khorrami M, Alimohammadi M, Shariati A *Ann. Physics* **304** 91 (2003)
222. Wu N *Commun. Theor. Phys.* **45** 452 (2006)
223. Accioly A, Blas H *Mod. Phys. Lett. A* **22** 961 (2007)
224. Mann R B, Young M B *Class. Quantum Grav.* **24** 951 (2007)
225. Alimohammadi M, Baghajari A A *Int. J. Mod. Phys. A* **23** 1613 (2008)
226. Arminjon M *Found. Phys.* **38** 1020 (2008)
227. Strutt J W, Baron Rayleigh *The Theory of Sound* Vol. 2 (London: Macmillan, 1878) [Стрэтт Дж В *Теория звука* Т. 2 (М.: Гостехиздат, 1955)]
228. Rayleigh Lord *Philos. Mag.* **27** 100 (1914)
229. Mie G *Ann. Physik* **330** 377 (1908), номер тома указан по единой нумерации томов, введенной на сайте Wiley InterScience, в оригинале номер тома — 25
230. Debye P *Ann. Physik* **335** 57 (1909), номер тома указан по единой нумерации томов, введенной на сайте Wiley InterScience, в оригинале номер тома — 30
231. Ораевский А Н *Квантовая электрон.* **32** 377 (2002) [Oraevsky A N *Quantum Electron.* **32** 377 (2002)]
232. Vahala K J *Nature* **424** 839 (2003)
233. Mabuchi H, Kimble H J *Opt. Lett.* **19** 749 (1994)
234. Vernoooy D W, Kimbl H J *Phys. Rev. A* **55** 1239 (1997)
235. Watson P J S J. *Phys. G Nucl. Part. Phys.* **29** 1451 (2003)
236. Abele H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **562** 407 (2006)
237. Cubitt R, Fragneto G *Appl. Phys. A* **74** S329 (2002)

### Near-surface quantum states of neutrons in the gravitational and centrifugal potentials

V.V. Nesvizhevsky

European Center of Neutron Investigations, Institut Laue–Langevin,  
6 rue Jules Horowitz, F-38042 Grenoble, France  
Tel. + (33)-476207795. Fax + (33)-476207777  
E-mail: nesvizhevsky@ill.eu

Two related physical phenomena have recently been observed: quantum states of ultracold neutrons (UCN) in the gravitational field above a flat mirror, and quantum states of cold neutrons (CN) in an effective centrifugal potential in the vicinity of a concave mirror. The two phenomena are similar in terms of their associated experimental methods and mathematical representations as well as in terms of their applications in particle physics, quantum optics, and surface physics.

PACS numbers: 03.65.Ge, **28.20.**–v, 29.30.Hs

Bibliography — 237 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **180** (7) 673–707 (2010)

DOI: 10.3367/UFN.R0180.201007a.0673

Received 6 November 2009

*Physics – Uspekhi* **53** (7) (2010)