

Новый гравитационный эксперимент с ультрахолодными нейтронами

А. И. Франк¹⁾, П. Гелтенборг⁺²⁾, М. Жентшель⁺²⁾, Г. В. Кулин, Д. В. Кустов[△], В. Г. Носов*, А. Н. Стрепетов

Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединенный Институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская обл., Россия

⁺Institute Laue Langevin, BP 156 – 38042, Grenoble Cedex 9, France

*Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

△Институт ядерных исследований, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 19 июня 2007 г.

Сообщается о результатах нового нейтронного гравитационного эксперимента. Изменение энергии нейтрона при его падении на известную высоту в поле тяжести Земли компенсировалось квантом энергии $\hbar\Omega$, передаваемой нейтрону в результате фазовой модуляции нейтронной волны. В качестве модулятора использовалась фазовая дифракционная решетка, двигающаяся поперек направления распространения нейтронной волны. Эксперимент был поставлен с ультрахолодными нейтронами (УХН), а для спектроскопии УХН использовались интерференционные фильтры – нейтронные аналоги интерферометров Фабри-Перо. Величина силы $m_g g_n$, действующей на нейтрон в гравитационном поле Земли, измерена с точностью порядка 0.2%.

PACS: 03.75.Be, 04.80.–y

Введение. По-видимому, нейтрон является наиболее подходящим объектом для изучения гравитационного взаимодействия элементарных частиц. Хотя гравитационные эксперименты с нейтронами имеют более чем полувековую историю [1], существующие экспериментальные данные достаточно бедны, а их точность на много порядков меньше, чем точность гравитационных экспериментов с атомными интерферометрами [2–4].

Спустя почти пятнадцать лет после наблюдения падения нейтрона в гравитационном поле Земли [1] ускорение свободного падения нейтрона было измерено в классическом эксперименте с точностью порядка 0.5% [5]. Однако еще раньше факт ускорения нейтрона в гравитационном поле, принимаемый как очевидный, был использован для прецизионных измерений длины когерентного рассеяния нейтрона на ядрах. В гравитационном рефрактометре Майер-Лейбница и Кёстера [6, 7] изначально горизонтальный пучок нейтронов, двигаясь по параболе, падал с высоты h на жидкое зеркало, отражаясь от которого, попадал на детектор. Варьируя высоту падения, можно было определить критическую высоту h_0 , при ко-

торой еще выполняется условие полного отражения нейтронов. При этом

$$mgh_0 = V_{\text{opt}}, \quad V_{\text{opt}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m}Nb, \quad (1)$$

где V_{opt} – эффективный или оптический потенциал зеркала, m – масса нейтрона, g – ускорение свободного падения, N – объемная плотность атомов и b – длина когерентного рассеяния.

К середине семидесятых годов появились данные о длинах когерентного рассеяния нейтронов на ядрах, полученные из измерения сечения рассеяния нейтронов на атомах, то есть методом, не связанным с гравитационным взаимодействием. Это позволило Кёстеру сравнить данные о длинах рассеяния, полученными двумя методами, и проверить тем самым фундаментальный принцип эквивалентности инерциальной и гравитационной масс нейтрона [8]. Для фактора эквивалентности, определяемого им как $\gamma = (m_i/m_g)(g_n/g_0)$, было получено значение $\gamma = 1.0016 \pm 0.00025$. Здесь m_i и m_g – инертная и гравитационная массы нейтрона, соответственно, а g_n и g_0 – ускорение свободного падения нейтрона и локальное значение ускорения свободного падения макроскопических тел. Позднее Сирс сделал ряд важных замечаний, касающихся этой работы [9], и повторил обработку Кёстера. Для величины фактора эквивалентности γ , определяемого теперь как отношение

¹⁾e-mail: frank@nf.jinr.ru

²⁾P. Geltenbort, M. Jentschel.

длин когерентного рассеяния, измеренных двумя методами, он привел величину $1-\gamma = (3\pm 3)\cdot 10^{-4}$. Много позже аналогичный анализ был проведен Шмидмайером [10], получившим для фактора эквивалентности точность, вдвое лучшую, чем в [8].

Отметим, что при извлечении данных о длинах рассеяния на ядрах из экспериментов по рассеянию нейтронов на атомах в работах [8, 10] приходилось вводить поправку на рассеяние нейтронов электронами атомной оболочки. Величина этой поправки порядка 1%. Вместе с тем даже современные данные о длине рассеяния нейтрона на электроны несколько противоречивы [11, 12] и не вполне очевидно, что их точность адекватна декларированной точности упомянутых работ. В особенности это касается работы [10], автор которой прямо отмечает, что использовал усреднение статистически несовместимых данных о длине n - e -рассеяния.

Первый квантовый гравитационный эксперимент с нейтронами был поставлен в 1975 г. Коллеллой, Оверхаузером и Вернером [13]. В эксперименте с нейтронным интерферометром они наблюдали сдвиг фазы волновой функции нейтрона, обусловленный гравитацией. Результаты первых экспериментов [13, 14] в основном соответствовали предсказаниям теории. Однако дальнейшие исследования выявили определенные расхождения. В последней публикации [15] различие между экспериментально наблюдаемым и теоретическим сдвигом фазы составило около 1% при на порядок меньшей статистической погрешности. Вопрос о причине этого несоответствия, остающийся открытым, явился объектом многочисленных теоретических спекуляций (см., например, [16]). Результаты более позднего эксперимента [17], точность которого составила 0.9%, не сняли этой проблемы.

Недавно был осуществлен еще один квантовый гравитационный эксперимент с нейтронами [18, 19], на возможность которого обращалось внимание в [20]. Группа Несвижевского сообщила о наблюдении квантования энергии вертикального движения ультрахолодных нейтронов (УХН) при хранении их на горизонтальном зеркале. Можно надеяться, что детальное изучение этого эффекта или аналогичного явления при хранении УХН над магнитным зеркалом [21] окажется весьма полезным для изучения гравитационного взаимодействия нейтрона как квантовой частицы.

В настоящей работе мы сообщаем о результатах нового гравитационного эксперимента с ультрахолодными нейтронами.

Идея эксперимента состоит в сравнении изменения энергии нейтрона mgh при его падении с высоты

h с величиной энергии $\Delta E = \hbar\Omega$, переданной нейтрону, при взаимодействии с нестационарным устройством. Она поясняется рис.1.

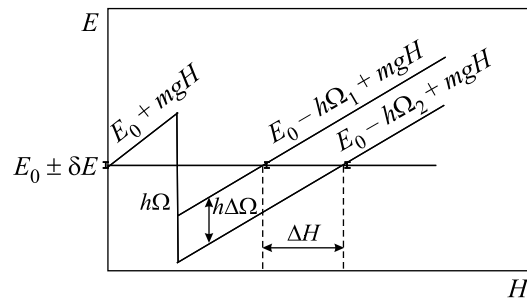


Рис.1. Идея эксперимента

Узкий энергетический спектр нейтронов $f(E)$ формируется монохроматором, расположенным на высоте $h = 0$. Для того чтобы попасть в детектор и быть зарегистрированными, нейтроны должны пройти через анализатор, расположенный ниже монохроматора на величину H и обладающий такими же спектротметрическими свойствами. На пути между монохроматором и анализатором нейтроны ускоряются в гравитационном поле Земли. Поскольку ширина спектральной функции $f(E)$ мала, то уже при относительно малом расстоянии h система становится непрозрачной. Однако если на этом пути энергия нейтронов дополнительно уменьшается на величину $\Delta E = \hbar\Omega$, то можно найти положение анализатора, при котором он пропускает нейтроны. При этом зависимость пропускания системы от положения анализатора описывается симметричной функцией

$$\Phi(h) = \int f(E)f(E + m_g g_n h - \hbar\Omega)dE. \quad (2)$$

Максимум этой функции или кривой сканирования определяется условием

$$m_g g_n h = \hbar\Omega. \quad (3)$$

Определив его в эксперименте и зная величину частоты Ω , можно измерить гравитационную силу, действующую на нейтрон.

В качестве монохроматора и анализатора мы использовали нейтронные интерференционные фильтры (НИФ) – нейтронные аналоги оптического интерферометра Фабри-Перо [22–24], а контролируемое уменьшение энергии нейтрона достигалось путем дифракции на движущейся решетке [25–27]. Приведем здесь некоторые результаты работ [25–27], обобщив их на случай произвольного угла падения на решетку.

Положим, что периодическая структура (решетка) движется со скоростью V вдоль оси X . Штрихи решетки ориентированы вдоль оси Y . Возникающее после дифракции на решетке состояние характеризуется набором волн с волновыми числами k_n , где n – порядок дифракции. Для вертикальных z -компонент этих волновых векторов справедливо

$$k_{zn}^2 = k_0^2 + 2k_v q_n + 2k_x q_n - q_n^2, \quad (4)$$

где k_0 – исходное значение z -компоненты волнового вектора, $k_v = mV/\hbar$, $q_n = nq_0$, $q_0 = 2\pi/L$ – вектор обратной решетки, k_x – компонента волнового числа вдоль оси X . Поскольку НИФ, расположенный горизонтально, чувствителен только к вертикальной компоненте волнового вектора, горизонтальной компонентой волнового вектора мы можем не интересоваться. Изменение энергии, связанное с изменением k_z есть:

$$\Delta E_z = \frac{\hbar^2}{2m} (k_0^2 - k_{zn}^2). \quad (5)$$

Полагая, что анализатор пропускает нейтроны, соответствующие минус первому порядку дифракции, получим соотношение, определяющее положение максимума пропускания:

$$m_g g_n \hbar = \frac{\hbar^2}{2m_i} (2k_v q_0 + 2k_x q_0 - q_0^2). \quad (6)$$

Подставляя сюда вместо k_v и q_0 их явные выражения:

$$2k_v q_0 = 2 \frac{m_i V}{\hbar} \frac{2\pi}{L} = \frac{2m_i}{\hbar} \Omega, \quad \text{где } \Omega = 2\pi \frac{V}{L}, \quad (7)$$

получим после усреднения по спектру горизонтальных скоростей

$$m_g g_n \hbar = \hbar \Omega + \frac{\hbar^2}{2m_i} (2\bar{k}_x q_0 - q_0^2), \quad (8)$$

где \bar{k}_x – среднее значение x -компоненты начального волнового вектора. Второй член в формуле (8) не зависит от скорости движения решетки, и его наличие означает небольшой и постоянный сдвиг положения максимума пропускания, обусловленного дифракцией на решетке. Эта поправка легко исключается увеличением числа измерений.

Измерения кривых сканирования (2) проводятся для набора скоростей V_j , каждой из которых соответствует частота Ω_j . Для каждой из кривых можно найти положение максимума H_j , которое можно отсчитывать от некоторого произвольного значения h_0 , положив $H_j = h_0 + \Delta H_j$. Найденная из этих измерений система уравнений

$$\Delta H_j = \frac{\hbar \Omega_j}{m_g g_n} + \eta \quad (9)$$

позволяет определить гравитационную силу $m_g g_n$, действующую на нейтрон. Константа η учитывает как упомянутое выше постоянное дифракционное смещение, так и неизвестное начало отсчета h_0 . Подчеркнем, что формула (9) не содержит параметров спектрометрических элементов.

Экспериментальная установка и процедура измерений. Эксперимент был поставлен с гравитационным спектрометром УХН [28] на источнике ультрахолодных нейтронов Института Лауэ – Ланжевена (Гренобль, Франция) [29]. Схема эксперимента была практически той же, что и в работе [27]. Она иллюстрируется рис.2. Вместо линейно движущейся

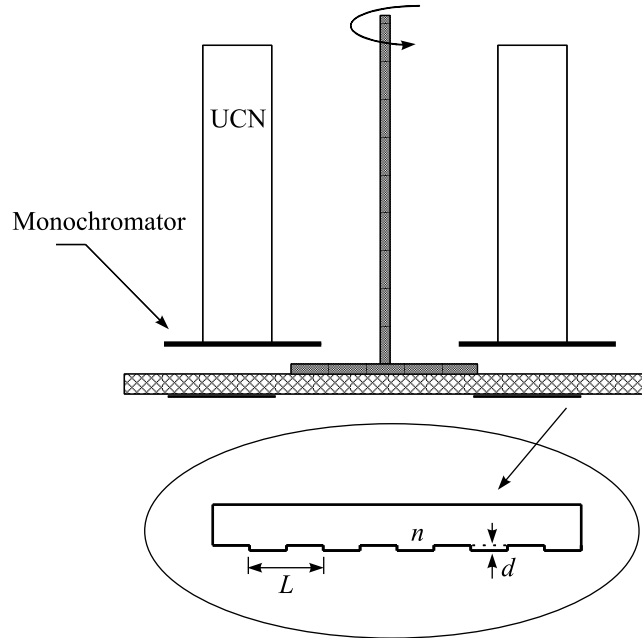


Рис.2. Верхняя часть спектрометра. Кольцевой коридор, монохроматор и решетка

щейся решетки мы использовали вращающуюся решетку, приготовленную на поверхности кремниевого диска диаметром 150 мм и толщиной 0.6 мм. На периферической области диска, имевшей форму кольца со средним диаметром 12 см и шириной около 2 см, были приготовлены радиальные канавки. Их ширина была пропорциональна радиусу, что обеспечивало постоянное угловое расстояние между ними, равное половине периода. Угловой период структуры был точно известен и составлял величину $\alpha = 2\pi/N$, где $N = 75398$. Глубина канавки составляла величину 0.14 мкм и была выбрана таким образом, чтобы обеспечить разность фаз $\Delta\varphi = \pi$ нейтронных волн, прошедших через разные элементы решетки.

Спектрометрия УХН осуществлялась с помощью двух пятислойных интерференционных фильтров,

представлявших собой пленки NiV–Ti–NiV–Ti–NiV толщиной 27–16.6–53–16.6–27 нм, нанесенных на кремниевую подложку диаметром 150 мм и толщиной 0.6 мм. Эффективная потенциальная структура такого фильтра представляет собой три барьера с двумя потенциальными ямами между ними. Как известно, энергетические уровни в двух связанных ямах, вообще говоря, расщепляются. Однако при указанных параметрах величина расщепления линий была порядка их собственных ширин. Таким образом, фильтры эффективно имели всего один резонанс в пропускании при энергии около 107 нэВ. Оба фильтра были приготовлены в едином технологическом процессе, что обеспечивало идентичность их спектрометрических свойств. Один из них, служивший монохроматором, имел форму кольца и был расположен на выходе подводящего кольцевого коридора (см. рис.2). Непосредственно под ним располагалась дифракционная решетка. Пройдя решетку, нейтроны поступали в вертикальный зеркальный нейтронотвод. Внутри нейтронотвода в специальной каретке был помещен второй интерференционный фильтр, служивший анализатором. Каретку можно было перемещать по высоте с помощью шагового двигателя. Для уменьшения фона очень холодных нейтронов, непосредственно под фильтром-анализатором и в той же каретке размещался специальный многослойный фильтр – “суперокно”, имевший широкое окно пропускания в области энергий УХН, но эффективно отражавший нейтроны с энергией от 200 до 700 нэВ (подробнее см. работу [30] и рис.8 в ней). Нейтроны, прошедшие через анализатор и “суперокно”, регистрировались газовым ^3He -детектором.

При фиксированной частоте вращения решетки проводилось измерение кривой сканирования, то есть зависимости скорости счета от положения каретки с фильтром-анализатором. Частота вращения решетки непрерывно измерялась с помощью датчика, основанного на эффекте Холла, которым был оснащен привод вращения решетки. Таким образом, для каждой кривой сканирования были известны частота и ее экспериментальная дисперсия.

Измерения проводились для набора частот от 45 до 107 оборотов в секунду, что соответствовало частоте модуляции нейтронной волны $\Omega = (2.1 \div 5.1) \times 10^7$ радиан/с. Были проведены две серии таких измерений, отличавшихся точкой отсчета расстояний h_0 .

Обработка данных и основные результаты. Каждая из полученных кривых сканирования, соответствующая пику минус первого дифракционного

порядка, приближалась гауссовской функцией с линейным фоном (см. рис.3)

$$n = a + bh + A \exp\left(-\frac{(h - h_m)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (10)$$

Средняя величина χ^2 на степень свободы составляла 1.14 и 1.05 для первой и второй серий. Из пяти

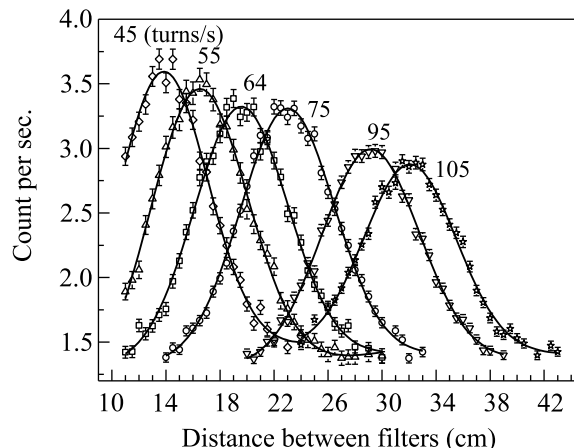


Рис.3. Кривые сканирования, измеренные при различных частотах вращения решетки, и фитирующие их гауссовские функции

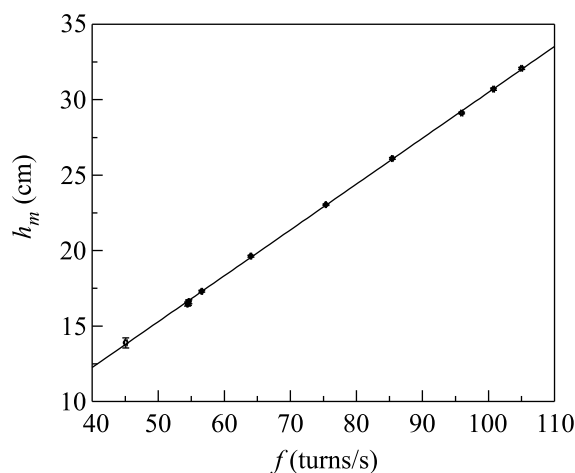


Рис.4. Зависимость положения максимума кривой сканирования от частоты вращения решетки

определенных таким образом параметров нас интересовал лишь параметр h_m , соответствующий центру гауссовской кривой. Целью дальнейшей обработки было определение коэффициента B линейной связи $h_m = c + Bf$ между частотой вращения решетки f и величиной h_m (рис.4). Линейный МНК-фит данных двух серий с учетом погрешностей обеих величин привел к результатам $B = 0.3040 \pm 0.00143$

($\chi^2 = 9.5/9$) и $B = 0.30357 \pm 0.00074$ ($\chi^2 = 16.6/12$). Усреднение этих двух измерений приводит к итоговому значению $B_{\text{exp}} = 0.30366 \pm 0.000654$.

Теоретическое значение величины B легко получить из формулы (9), подставив туда величину Ω , выраженную через частоту вращения f . Принимая во внимание, что линейная скорость и линейный период некоторой малой области решетки пропорциональны расстоянию от центра вращения, получим из (7) $\Omega = 2\pi fN$, где N – полное число периодов решетки, известное точно. Таким образом,

$$B_{th} = 2\pi\hbar N/mg. \quad (11)$$

Подставляя в (11) табличное значение массы нейтрона m [31] и локальное значение ускорения свободного падения $g = 980.507(2)$, измеренное несколькими годами раньше [15] в месте проведения эксперимента, получаем для теоретического значения коэффициента $B_{th} = 0.304203$. Подчеркнем, что следуя В. Сирсу [9] и проявляя здесь некоторую осторожность, мы не считаем возможным отождествлять табличное значение массы m с инерционной массой m_i . По-видимому, этот вопрос заслуживает более детального анализа.

Таким образом, наш результат вполне согласуется с расчетом, в котором использовалось табличное значение массы нейтрона и величина локального ускорения свободного падения макроскопических тел. Степень этого согласия удобно выразить через отношение $\gamma = B_{\text{exp}}/B_{th} = mg/m_g g_n$. Для величины определенного таким образом фактора эквивалентности мы получили: $1 - \gamma = (1.8 \pm 2.1) \cdot 10^{-3}$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 06-02-16970).

1. A. W. McReinolds, Phys. Rev. **83**, 172 (1951).
2. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Nature **400**, 849 (1999).
3. M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
4. S. Fray, C. A. Diez, Th. W. Hänsch, and M. Weitz, Phys. Rev. Lett. **93**, 240404 (2004).
5. J. W. Dabbs, J. A. Harvey, D. Paya, and H. Horstmann,

- Phys. Rev. B **139**, 757 (1965).
6. H. Maier-Leibnitz, Z. Angew. Physik. **14**, 738 (1962).
7. L. Koester, Z. Phys. **182**, 328 (1965).
8. L. Koester, Phys. Rev. D **14**, 907 (1976).
9. V. F. Sears, Phys. Rev. D **25**, 2023 (1982).
10. J. Schitdmayer, Nuc. Instr. Meth. A **284**, 59 (1989).
11. L. Koester, W. Waschowski, L. V. Mitsina et al., Phys. Rev. C **51** 3363 (1995).
12. L. V. Mitsyna, V. G. Nikolenko, S. S. Parzhitski et al., Eur. Phys. J. C, 02134-0 (2005).
13. R. Colella, A. W. Overhauser, and S. A. Werner, Phys. Rev. Lett. **34**, 1472 (1975).
14. J.-L. Staudenmann, S. A. Werner, R. Colella, and A. W. Overhauser, Phys. Rev. A. **21**, 1419 (1980).
15. K. C. Littrell, B. E. Allman, and S. A. Werner, Phys. Rev. A **56**, 1767 (1997).
16. G. Z. Adunas, E. Rodriguez-Milla, and D. V. Ahluwalia. arXiv:gr-qc/0006022 v1. (2000).
17. G. van der Zouw, M. Weber, J. Felber et al., Nucl. Instr. Meth. A **440**, 568 (2000).
18. V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. K. Petukhov et al., Nature **415**, 297 (2002).
19. V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. M. Gagarski et al., Phys. Rev. **67**, 102002 (2003).
20. В. И. Лущиков, А. И. Франк, Письма в ЖЭТФ **28**, 607 (1978).
21. А. И. Франк, В. Г. Носов, Письма в ЖЭТФ **79**, 377 (2004).
22. A. A. Seregin, JETP **73**, 1634 (1977).
23. K.-A. Steinhauser, A. Steyerl, H. Schechenkofer, and S. S. Malik, Phys. Rev. Lett. **44**, 1306 (1980).
24. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов и др., Ядерная Физика **62**, 775 (1999).
25. A. I. Frank and V. G. Nosov, Phys. Lett. A **188**, 120 (1994).
26. A. I. Frank, S. N. Balashov, I. V. Bondarenko et al., Phys. Lett. A **311**, 6 (2003).
27. А. И. Франк, П. Гелтенборт, Г. В. Кулин и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 541 (2005).
28. I. V. Bondarenko, A. I. Frank, S. N. Balashov et al., NIM A **440**, 591 (2000).
29. A. Steyerl, H. Nagel, F. Schriber et al., Phys. Lett. A **116**, 347 (1986).
30. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов и др., ЯФ **62**, 775 (1999).
31. P. J. Mohr et al., Rev. Mod. Phys. **77**, 1 (2005).