

Здесь b — модуль вектора Бюргера, ν — коэффициент Пуассона, а E_1 — константа деформационного потенциала краевой дислокации (см. [5]).

Исходя из полученных формул, найдены конкретные выражения для коэффициента поглощения электромагнитных волн, а также выражения для тангенса угла диэлектрических потерь.

В заключение автор выражает благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за предложенную тему и руководство работой, а также И. А. Аверкиной за проведенные расчеты на вычислительной машине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», 3, 47, 1961.
2. Коhn W., Lüttinger J. Phys. Rev., 108, 590, 1957.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М.—Л., Физматгиз, 1961.
4. Плакида Н. М. ДАН СССР, 147, № 5, 1067, 1962.
5. Dexter D. L., Seitz F. Phys. Rev., 86, 964, 1952.

Поступила в редакцию
12.10.1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 530.12 : 531.51 : 539.12

В. Б. БРАГИНСКИЙ, Л. И. СЛАБКИЙ, В. К. МАРТЫНОВ

ВЕРХНЯЯ ГРАНИЦА ВОЗМОЖНЫХ СПИНОВЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Как известно, существование гравитационных эффектов, связанных с вращением макроскопических тел и зависящих от ориентации оси вращения волчка во внешнем гравитационном поле, непосредственно следует из ОТО [1]. Как показал Я. Б. Зельдович [2], для элементарных частиц можно ожидать влияния ориентации вектора спина во внешнем гравитационном поле вращающейся Земли на вес частицы. Однако экспериментальная проверка этих эффектов ввиду их малости, по-видимому, невозможна при современном уровне экспериментальной техники.

В последнее время рядом авторов [3, 4] были высказаны гипотезы о возможных гравитационных эффектах, связанных с поляризацией ядер, а также были предложены некоторые модели гравитационного взаимодействия [5, 6], из которых следуют такие эффекты, причем в ряде случаев существование такого рода эффектов связывается с невыполнением так называемого сильного принципа эквивалентности. В частности, как показали Т. Морган и А. Перес [3], отсутствие влияния ориентации спинов ядер на уровне дефекта массы в опытах типа Этвеша—Дике [7, 8] может служить подтверждением сильного принципа эквивалентности.

Недавно Дж. Даббсом и другими был проведен эксперимент по измерению ускорения свободного падения g пучка нейтронов, летящих горизонтально в поле тяжести Земли. Ими было установлено, что различие в величинах g для различных ориентаций спинов нейтронов, если оно существует, не превышает $1 \cdot 10^{-2}$ относительной величины $\Delta g/g_0$.

В других экспериментах [10] по проверке возможного существования спиновой анизотропии гравитации для тел с поляризованными ядрами было показано, что по крайней мере на уровне относительного изменения веса пробной массы $\Delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-6}$ данный эффект отсутствует.

Ниже приводится таблица возможных гравитационных эффектов, связанных с ориентацией спинов ядер, которые в принципе могут быть проверены экспериментально в лабораторных условиях.

Возможный эффект	Оценки эффекта	Уровень	Литературные данные
Гравитационная асимметрия массы	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_M^{(1)} \approx \frac{I+1}{3I} \frac{\mu H}{kT} \eta B_I \left(\frac{H}{\sigma H}\right) \lambda$	${}_{13}\text{Al}^{27} \approx 1, 14 \cdot 10^{-11} H \eta$ ${}_{1H}^1 \approx 3, 4 \cdot 10^{-10} H \eta$	[11, 3]
Гравитационная асимметрия дефекта массы	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{д.м.}}^{(1)} \approx \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_M^{(1)} \left(\frac{\Delta m}{m}\right) \lambda$	${}_{13}\text{Al}^{27} \approx 10^{-13} \cdot H \eta$ ${}_{1H}^1 = 0$	[3]

В таблице введены обозначения: \bar{I} — спин ядра $B_I(y)$ — обобщенная функция Ланжевена, δH — ширина линии ядерного магнитного резонанса, $\frac{\Delta m}{m}$ — дефект массы одного нуклона в ядре, отнесенный к массе нуклона, η — относительное содержание данного изотопа в исследуемом образце, λ — фактор «внутренней поляризации» нуклонов в ядре, приближенный равный отношению числа «нескомпенсированных» по магнитному моменту нуклонов к полному числу нуклонов в ядре.

Как видно из этой таблицы, проверка этих двух эффектов позволила бы сделать заключение о возможном несохранении гравитационной четности и о выполнении или нарушении сильного принципа эквивалентности. В последнем случае, однако, постановка эксперимента связана со значительными трудностями, поскольку уровень $(\Delta P/P) \approx 10^{-11}$ лежит почти на пределе чувствительности известных в настоящее время прецизионных гравитационных экспериментов [12, 13].

В настоящей работе нами была предпринята попытка обнаружить возможную спиновую асимметрию гравитационного взаимодействия при поляризации ядер $^{13}\text{Al}^{27}$ и $^1\text{H}^1$ в образце, состоящем из смеси алюминиевой пудры с вакуумной смазкой. Ширина линии δH я. м. р. для $^{13}\text{Al}^{27}$ ($I=3/2$) и для протонов $^1\text{H}^1$ ($I=1/2$) вакуумной смазки составляет соответственно 9,0 эрст и $\sim 7-9$ эрст при временах релаксации, соответственно меньших 0,37 сек и 10^{-4} сек.

Измерения проводились на специально изготовленных высокочувствительных весах с радиотехнической системой регистрации малых смещений и абсолютной калибровкой чувствительности (см. подробнее в [12]).

Алюминиевая пудра (общая масса $m_{\text{Al}}=5$ г) в смеси с вакуумной смазкой ($m_n=0,82$ г, $m_{\text{полн}}=6$ г) была помещена в стеклянной чашке (см. 1 рис. 1), подвешенной на тонких вольфрамовых нитях к коромыслу весов 2. Удельное омическое сопротивление образца превышало 10^7 ом·см, что определяет максимальный уровень когерентных помех за счет токов Фуко $(\Delta P/P) < 1 \cdot 10^{-12}$. Емкостной датчик 3, примененный в весах, позволял измерять периодические смещения коромысла весов с амплитудой $1 \cdot 10^{-7}$ см. Весы были помещены в стеклянный вакуумный кожух, соединенный с диффузионным насосом 5, обеспечивающим в процессе измерений вакуум не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ мм.

Правая (на рисунке) часть кожуха, в которой находилась чашка с образцом, была помещена внутрь катушки 6, неоднородность магнитного поля в которой вблизи геометрического центра не превышала величины $\Delta B/B \approx (2 \sim 3) \cdot 10^{-5}$ при перемещении по вертикали на ± 1 см по измерениям, проведенным с помощью системы пробных катушек на частоте 5 гц.

Основная (1000 $\frac{\text{ВИТКОВ}}{\text{СМ}}$) и компенсационная (120 $\frac{\text{ВИТКОВ}}{\text{СМ}}$) обмотки катушки 6 питались током от электронного усилителя 7 и генератора 8 с периодом колебаний, равным периоду колебаний весов $\tau_0=16$ сек. Напряженность магнитного поля внутри катушки 6 в процессе эксперимента могла варьироваться в пределах от 0 до 300 гаусс (постоянная составляющая) и от 0 до 60 гаусс (переменная составляющая на частоте $1/16$ гц).

Измерения проводились следующим образом. После тщательного (с точностью до 0,5 мм) совмещения центра образца 1 с серединой соленоида 6, где однородность магнитного поля наилучшая, проводилась калибровка абсолютной чувствительности весов и затем включалось магнитное поле соленоида 6 вида $H^* = H_0 + H_1 \sin \frac{2\pi t}{\tau_0}$.

Каждая серия измерений проводилась при фиксированных значениях H_0 и H_1 . Длительность цуга магнитного поля равнялась 10 периодам, затем после выключения H^* производилась статистическая оценка возможного изменения амплитуды колебаний весов на фоне флуктуаций амплитуды. При этом использовалась процедура статисти-

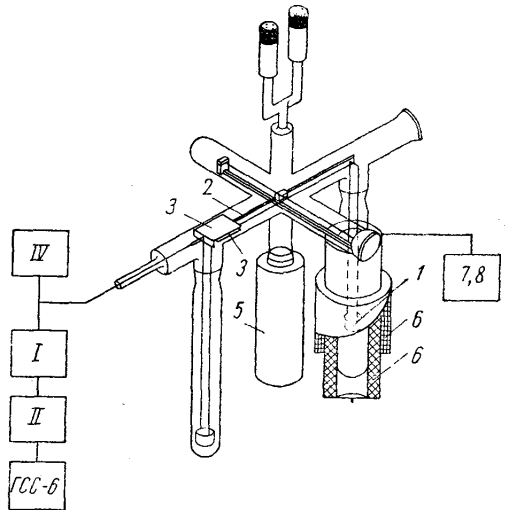


Рис. 1. I и II — емкостные датчики, IV — система калибровки

ческой обработки, описанная в [13], которая близка к оптимальной для систем с постоянной времени, большей, чем время, затраченное на измерения (весы имели постоянную времени $\tau^* \approx 1,5$ час).

В общей сложности было проделано около 4000 измерений возможного изменения амплитуды при разных H_0 и H_1 . При положении чашки весов вблизи участка с наибольшей однородностью магнитного поля было обнаружено небольшое «изменение веса» чашки, когерентное с изменением магнитного поля ($H_1 = 60$ эрст): при этом наблюдаемый результат был близок к порогу статистического различения. Величина амплитуды силы, раскачивавшей весы, оказалась равной $(3,4 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$ дин при $H_1 = 60$ эрстед (указан доверительный интервал с достоверностью 0,99). Для выделения такого сигнала из шумов требовалось полное время около 30 мин. Основные возможные эффекты, имитирующие изменение веса образца — это диа или парамагнитное взаимодействие образца с неоднородностью магнитного поля либо такое же взаимодействие с неконтролируемыми магнитными примесями. Ясно, что такая сила $F = \frac{\mu - 1}{8\pi} v \text{ grad } H^2$ должна обращаться в нуль при $\text{grad } H^2 = 0$. Однако точное определение местоположения образца в месте, где $\text{grad } H^2 = 0$, оказалось невозможным в связи с тем, что незначительные перемещения ферромагнитных предметов в помещении, а также перемещение катушки смещают положение минимума $\frac{\partial H}{\partial z}$ внутри катушки на

величину порядка 0,5—1 мм, если определять $\frac{\partial H}{\partial z}$ на уровне точности $\frac{\Delta H}{H} \approx 1 \cdot 10^{-6}$.

Смещение положения катушки относительно образца на 5 мм вверх или вниз относительно центра приводит к увеличению наблюдаемой силы до $(6 \pm 7) \cdot 10^{-6}$ дин. Так как величина H при этом изменяется не более чем на $1 \cdot 10^{-5}$ относительной величины, а $\text{grad } H^2$ изменяется существенно, то, по-видимому, наблюдаемый эффект следует приписать диа или парамагнитному взаимодействию образца с неоднородным магнитным полем. Таким образом, можно считать, что возможные спиновые гравитационные эффекты не превышают в условиях эксперимента по отношению к ньютоновскому взаимодействию величины $\frac{\Delta F}{F_H} \approx 6 \cdot 10^{-10}$ для $^{13}\text{Al}^{27}$ и $\frac{\Delta F}{F_H} \approx 4 \cdot 10^{-9}$ для $^1\text{H}^1$.

Сравнивая эти результаты с оценками, приведенными в таблице, можно считать, что не наблюдалась гравитационная анизотропия массы на уровне $1 \cdot 10^{-11}$ Н для $^{13}\text{Al}^{27}$ и $3 \cdot 10^{-10}$ Н для $^1\text{H}^1$. Что касается гравитационной анизотропии дефекта массы, которая согласно приведенной в таблице оценке несколько меньше достигнутой разрешающей способности, то этот эффект может быть определен лишь с точностью до модели ядра или нуклона. В частности в кварковой модели $\frac{\Delta m}{m} \sim 1$. По-видимому, полученный в этом эксперименте результат, так же как и результат [9], может рассматриваться как косвенное подтверждение сильного принципа эквивалентности [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Lense I, Thirring H. Phys. Zeits., **19**, 156, 1918.
2. Зельдович Я. Б. Письма ЖЭТФ, **1**, вып. 3, 40, 1965.
3. Morgan T. Peres A. Phys. Ren. Lett., **9**, No. 2, 79, 1962.
4. Слабкий Л. И. Тезисы доклада на II Советск. гравитационной конференции. Тбилиси, 1966.
5. Станюкович К. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 1961; № 1, 1962.
6. Станюкович К. П. Гравитационное поле и элементарные частицы. «Наука», 1965.
7. E ö t v ö s R. Gesammelte Arbeiten. Budapest, 1953.
8. Dicke R. H. Sci. American., **205**, 84, 1961.
9. Dabbs T. W. Harvey T. A. Phys. Rev., **139** Sci., Ser. Nr. 3B, 756, 1965.
10. Слабкий Л. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 47, 1966.
11. Слабкий Л. И. Сб. космология, гравитация, электродинамика, вып. II, МИРЭГМ, 1965.
12. Брагинский В. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 160, 1964.
13. Брагинский В. Б. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 65, 1965.
14. Poulis. Physica, **16**, 373, 1950.
15. Seymour F. W. Proc. Phys. Soc., **66**, 85, 1953.
16. Леше А. Ядерная индукция. М., ИЛ, 1953.