

# ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МЮОНА В СВЯЗАННОМ СОСТОЯНИИ В РАЗЛИЧНЫХ АТОМАХ

*Т. Н. Мамедов<sup>a\*</sup>, Д. Герлах<sup>b\*\*</sup>, К. И. Грицай<sup>a</sup>, О. Корманн<sup>c\*\*</sup>,  
Я. Майор<sup>c,d\*\*</sup>, А. В. Стойков<sup>a</sup>, У. Циммерманн<sup>b\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Объединенный институт ядерных исследований  
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Paul Scherrer Institut  
CH-5232 Villigen PSI, Switzerland*

<sup>c</sup> *Max-Planck-Institut für Metallforschung  
D-70569 Stuttgart, Germany*

<sup>d</sup> *Universität Stuttgart, Institut für Theoretische und Angewandte Physik  
D-70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 8 июня 2001 г.

Представлены результаты измерения магнитного момента отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии в углероде, кислороде, магнии, кремнии, сере и цинке. Достигнутые точности позволяют проверить зависимость величины релятивистской поправки к магнитному моменту связанного мюона от заряда ядра.

PACS: 14.60.Ef, 36.10.Dr, 76.75.+i

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с появлением новых экспериментальных возможностей в последние годы существенно возрос интерес к измерению магнитного момента электрона в  $1s$ -состоянии различных атомов. В 1928 г. Брейтом [1] было показано, что магнитный момент электрона атома, находящегося в  $1s$ -состоянии, должен, вследствие его релятивистского движения, отличаться от магнитного момента свободного электрона. Более детально данный эффект был рассмотрен позднее в работе [2]. Однако измерение магнитного момента электрона атома в  $1s$ -состоянии весьма сложно (кроме случаев водорода), поскольку для осуществления подобных экспериментов требуются потоки высокой плотности многократно ионизованных атомов (ионов с одним электроном). Действительно, до недавнего времени существовали изме-

рения  $g$ -фактора электрона только для водорода в  $1s$ -состоянии [3, 4]. В 2000 г. в литературе появилось сообщение [5] об измерении магнитного момента электрона на  $1s$ -уровне атома с зарядом ядра отличным от единицы. В [6] проведены теоретические расчеты  $g$ -фактора электрона, находящегося на  $1s$ -уровне атома с зарядом ядра вплоть до  $Z = 92$ .

В 1958 г. Хьюз и Телегди [7] обратили внимание на тот факт, что релятивистское изменение магнитного момента должно иметь место также для отрицательного мюона в атоме. Релятивистская поправка к магнитному моменту отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии может быть измерена для любого атома с нулевым ядерным магнитным моментом, что позволяет изучить ее зависимость от заряда ядра  $Z$  вплоть до атомов свинца.

Как показывают теоретические расчеты [6, 8], к магнитному моменту электрона в  $1s$ -состоянии кроме релятивистской поправки, на наличие которой впервые обратил внимание Брейт, имеются дополнительные радиационные поправки, обусловленные на-

\*E-mail: tmamedov@nu.jinr.ru

\*\*D. Herlach, O. Kormann, J. Major, U. Zimmermann

хождением электрона в сильном кулоновском поле ядра. Соответственно  $g$ -фактор  $1s$ -электрона в водороде и водородоподобных ионах можно представить в виде

$$g_e^{1s} = 2(1 + a_e^{free} + a_e^{BS} + a_e^{rel}), \quad (1)$$

где  $a_e^{free}$  — радиационная поправка к величине  $g$ -фактора для свободного электрона,  $a_e^{BS} \equiv a_e^{BS}(QED)$  — дополнительная радиационная (квантово-электродинамическая) поправка для связанного электрона,  $a_e^{rel}$  — релятивистская поправка для  $1s$ -электрона.

Радиационная поправка к магнитному моменту свободного электрона измерена с точностью, близкой к точности теоретических расчетов [9], и составляет [10]  $a_e^{free} = 0.001159652193(10)$ .

Дополнительная радиационная поправка для  $1s$ -электрона, согласно теоретическим расчетам [8], определяется как

$$a_e^{BS}(QED) = \frac{(\alpha Z)^2}{4} \frac{\alpha}{\pi} + \dots \quad (2)$$

Для величины релятивистской поправки в [1, 2, 6, 8] получена следующая зависимость от  $Z$ :

$$a_e^{rel} = \frac{2}{3} \left( \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} - 1 \right). \quad (3)$$

Из (3) видно, что релятивистская поправка становится близкой по величине к радиационной поправке для свободного электрона  $a_e^{free}$  при  $Z \approx 6$  и превосходит последнюю примерно на порядок при  $Z = 25$ .

В настоящее время магнитный момент  $1s$ -электрона наиболее точно измерен в водороде [4]. Для отношения магнитных моментов ( $g$ -факторов) связанного  $g_e^{1s}$  и свободного  $g_e^{free}$  электрона получено значение [4]:

$$\frac{g_e^{1s}}{g_e^{free}} - 1 = -17.709(13) \cdot 10^{-6}.$$

Это значение хорошо согласуется с расчетной величиной, которая составляет [8]

$$\frac{g_e^{1s}}{g_e^{free}} - 1 = -17.7051 \cdot 10^{-6}.$$

Однако ошибка измерений [4] близка к ожидаемому значению  $a_e^{BS}$  в водороде, что не позволяет определить величину  $a_e^{BS}$  непосредственно из данного эксперимента.

Недавно [5] было проведено измерение магнитного момента электрона в  $1s$ -состоянии пятикратно

ионизованного атома углерода. Для этого была создана специальная установка, работающая по принципу непрерывного эффекта Штерна–Герлаха. Ионы  $C^{5+}$  удерживались в магнитной ловушке, в средней части которой постоянное магнитное поле составляло 3.8 Тл, и параллельно магнитному полю были приложены электрическое квадрупольное поле и дополнительное магнитное поле, квадратично меняющееся вдоль аксиальной оси. Переходы между состояниями с проекцией спина электрона  $\pm 1/2$  индуцировались микроволновым полем. Частота аксиального движения ионов углерода в указанном поле зависит от проекции спина электрона на направление магнитного поля. Одновременное измерение аксиальной и циклотронной частот движения ионов позволило определить магнитный момент электрона в ионе  $C^{5+}$ :

$$g_e(C^{5+}) = 2.001042(2)$$

и, соответственно,

$$g_e(C^{5+}) - g_e^{free} = -0.001277(2),$$

$$g_e^{free} = 2.002319304386(20)$$

(см. [10]). Полученный в [5] результат хорошо согласуется с вычисленным по формуле (3) значением релятивистской поправки к магнитному моменту электрона в  $1s$ -состоянии углерода ( $-0.001278$ ), но точность измерений недостаточна для проверки предсказаний теории относительно  $a_e^{BS}$ .

## 2. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МЮОНА В АТОМАХ

Поправки к магнитному моменту отрицательного мюона в связанном состоянии в атомах с нулевым ядерным спином и нулевым моментом электронной оболочки были рассмотрены в работах [11, 12]. Согласно [11, 12],  $g$ -фактор отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии атома с диамагнитной электронной оболочкой может быть представлен как

$$g_\mu^{1s} = 2 \left( 1 + \sum_{i=1}^7 a_\mu^{(i)} \right), \quad (4)$$

где  $g_\mu^{1s}$  —  $g$ -фактор мюона в  $1s$ -состоянии атома,  $a_\mu^{(1)}, \dots, a_\mu^{(7)}$  — поправки к величине  $g$ -фактора:  $a_\mu^{(1)}$  — радиационная поправка для свободного мюона,  $a_\mu^{(2)}$  — радиационная поправка, обусловленная нахождением мюона в кулоновском поле ядра,  $a_\mu^{(3)}$  —

релятивистская поправка,  $a_\mu^{(4)}$  — поправка, учитывающая поляризацию ядра,  $a_\mu^{(5)}$  — поправка на поляризацию электронной оболочки атома,  $a_\mu^{(6)}$  — поправка на диамагнитное экранирование внешнего магнитного поля электронной оболочкой,  $a_\mu^{(7)}$  — поправка на центр масс. Для свободного мюона

$$g_\mu^{free} = 2(1 + a_\mu^{(1)}).$$

Поправки  $a_\mu^{(1)}$ ,  $a_\mu^{(2)}$  и  $a_\mu^{(3)}$  аналогичны поправкам  $a_e^{free}$ ,  $a_e^{BS}$  и  $a_e^{rel}$  для  $1s$ -электрона ( $a_\mu^{(1)} \equiv a_\mu^{free}$ ,  $a_\mu^{(2)} \equiv a_\mu^{BS}$ ,  $a_\mu^{(3)} \equiv a_\mu^{rel}$ ).

Радиационная поправка к магнитному моменту свободного мюона известна с высокой степенью точности:  $a_\mu^{(1)} = 0.0011659230(84)$  [10]. Радиационная поправка к магнитному моменту связанного мюона отличается от  $a_\mu^{(1)}$  на величину  $a_\mu^{(2)}$ . Величина  $a_\mu^{(2)}$  не превышает 2% от величины релятивистской поправки  $a_\mu^{(3)}$  даже в случае больших  $Z$  [12]. Поправка на центр масс также много меньше релятивистской поправки и составляет  $a_\mu^{(7)}/a_\mu^{(3)} \sim m_\mu/M$  [12], где  $m_\mu$  и  $M$  — соответственно масса мюона и ядра.

Наибольшая по величине поправка к магнитному моменту связанного мюона обусловлена его релятивистским движением в кулоновском поле ядра [2]:

$$a_\mu^{(3)} = -\frac{4}{3} \int F^2 dr, \quad (5)$$

где  $F$  — малая компонента радиальной волновой функции мюона.

Расчеты [11, 12] показывают, что релятивистская поправка к магнитному моменту связанного мюона составляет величину порядка 0.1%, 1.1% и 3.2% для атомов соответственно кислорода, цинка и свинца. Таким образом, релятивистская поправка по величине сравнима с радиационной в случае кислорода и примерно на порядок превосходит последнюю для цинка.

Известны экспериментальные работы, где была измерена величина магнитного момента отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии для легких (C, O, Mg, Si, S) [13, 14] и тяжелых (Zn, Cd, Pb) [15] атомов. Точность измерения [13] поправок к величине  $g$ -фактора отрицательного мюона в атомах Mg, Si и S составляет примерно 3% и близка к точности теоретических расчетов. В работе [13] было достигнуто удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными значениями  $g$ -фактора для C, O, Mg, Si и S. Однако полученные в работе [14] значения  $(g_\mu^{free} - g_\mu^{1s})/g_\mu^{free}$  для отрицательных мю-

онов в Mg, Si и S оказались по абсолютной величине на  $(17 \pm 4) \cdot 10^{-4}$  меньше, чем в [13]. Согласно [13],

$$\frac{g_\mu^{free} - g_\mu^{1s}}{g_\mu^{free}} = \begin{cases} (29.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} & \text{для Mg,} \\ (36.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-4} & \text{для Si,} \\ (48.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-4} & \text{для S.} \end{cases}$$

Таким образом, по данным работы [14] поправка к магнитному моменту мюона на  $1s$ -уровне атомов Mg и Si примерно в два раза, а атомов S на 30 % меньше, чем следует из теоретических расчетов.

В случае тяжелых атомов точность измерений [15] составляет величину порядка 50%:

$$\frac{g_\mu^{free} - g_\mu^{1s}}{g_\mu^{free}} = \begin{cases} (120 \pm 62) \cdot 10^{-4} & \text{для Zn,} \\ (201 \pm 140) \cdot 10^{-4} & \text{для Cd,} \\ (468 \pm 220) \cdot 10^{-4} & \text{для Pb.} \end{cases}$$

Таким образом, экспериментальные данные для тяжелых атомов не противоречат теоретическим расчетам, но не являются подтверждением изменения магнитного момента дираковской частицы при ее релятивистском движении в кулоновском поле атомного ядра.

Целью настоящей работы являлась проверка наличия существенных расхождений теоретических расчетов и экспериментальных данных по  $g$ -фактору мюона на  $1s$ -уровне атомов Mg, Si и S и получение статистически значимых данных для атомов с зарядом ядра  $Z \geq 30$ . Наши предварительные результаты для атомов C, O(H<sub>2</sub>O), Mg и Si опубликованы в [16]. Подобные измерения также проводятся в настоящее время Дж. Брюером в TRIUMF (Канада).

При имплантации в среду отрицательный мюон замедляется и захватывается атомом среды. В конденсированной среде мюон достигает  $1s$ -состояния в атоме за время, меньшее чем  $10^{-10}$  с. Вследствие большей массы, борковский радиус мюона примерно в 200 раз меньше, чем радиус орбиты  $K$ -электрона. Отрицательный мюон является нестабильной частицей и распадается преимущественно по схеме

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Вследствие несохранения четности в этом процессе, пространственное распределение электронов распада асимметрично, что является основой для измерения магнитного момента мюона. В поперечном магнитном поле магнитный момент (и спин) мюона прецессируют с частотой

$$\omega = \frac{2\mu_\mu H}{\hbar} = \frac{g\mu_B^H H}{\hbar},$$

где  $\mu_B^\mu$  — магнетон Бора для мюона. Для поляризованных мюонов  $\mu SR$ -спектр (временное распределение электронов распада по отношению к моменту остановки мюона в образце) представляет собой экспоненту, модулированную функцией косинуса с частотой  $\omega$ . Амплитуда модуляции пропорциональна поляризации мюона в  $1s$ -состоянии. Измерение частоты прецессии спина мюона позволяет определить величину его магнитного момента в  $1s$ -состоянии атома. Поправка к магнитному моменту ( $g$ -фактору) связанного отрицательного мюона может быть определена как

$$\frac{g_\mu^{free} - g_\mu^{1s}}{g_\mu^{free}} = \frac{\omega^{free} - \omega}{\omega^{free}}, \quad (6)$$

где  $\omega^{free}$ ,  $\omega$  — соответственно частота прецессии спина свободного мюона и частота прецессии спина  $\mu^-$  в  $1s$ -состоянии атома.

### 3. ИЗМЕРЕНИЯ

Настоящие измерения были выполнены на установке «*Stuttgart LFQ-spectrometer*» [17], на мюонном канале  $\mu E4$  ускорителя протонов Института Пауля Шеррера (*PSI*, Швейцария). Импульс пучка мюонов составлял около 68 МэВ/с. Внешнее поперечное спину мюона магнитное поле величиной 0.1–0.2 Тл создавалось на образце с помощью колец Гельмгольца. Стабильность тока в кольцах Гельмгольца контролировалась в течение эксперимента и составила  $\Delta I/I \approx 2 \cdot 10^{-5}$ . Средний диаметр колец Гельмгольца составлял 510 мм, расстояние между центрами колец — 240 мм. Данные размеры близки к оптимальным для получения магнитного поля с однородностью не хуже, чем  $10^{-5}$  в объеме  $3 \times 3 \times 3$  см<sup>3</sup>. Компоненты магнитного поля Земли и рассеянных полей от магнитных элементов вблизи спектрометра компенсировались тремя парами дополнительных катушек с точностью не хуже, чем  $10^{-2}$  Гс. Остаточное магнитное поле измерялось тремя расположенными взаимно перпендикулярно пермаллоевыми датчиками. Позиционирование колец Гельмгольца относительно оси пучка (коллиматора) осуществлялось с помощью лазера.

Исследуемые образцы изготавливались в виде цилиндров диаметром 30 мм и толщиной 12, 18, 11, 10, 14 и 7 мм в случаях соответственно углерода (реакторный графит), кислорода (вода), магния, кремния, серы и цинка. Вода была упакована в цилиндрический контейнер, изготовленный из пенопласта,

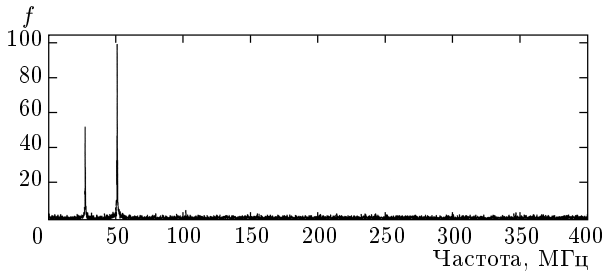
с толщиной стенок 2 мм. Вес контейнера составлял 1.7 г. Образец кристаллического кремния имел удельное сопротивление порядка  $10^4$  Ом·см. Образцы устанавливались так, чтобы ось образца совпадала с осью пучка мюонов. Диаметр сечения пучка на образце составлял примерно 16 мм. Положение образцов относительно оси пучка фиксировалось с точностью не хуже, чем 1 мм.

С целью определения распределения мюонов в объеме образца была измерена зависимость интенсивности остановок мюонов в графите (толщиной 1 г/см<sup>2</sup>) от толщины медного замедлителя, т. е. кривая остановок мюонов. Максимум кривой остановок соответствовал толщине замедлителя примерно 4 г/см<sup>2</sup>, полная ширина на полувысоте составляла 0.8 г/см<sup>2</sup>, а на уровне 5% от максимума — 1.4 г/см<sup>2</sup>. Таким образом, объем области остановок мюонов в исследуемых образцах не превышал 6 см<sup>3</sup>.

В пучке мюонов имеется несколько процентов примеси электронов, что приводит к появлению фона в измеряемых  $\mu SR$ -спектрах временного распределения электронов от распада мюонов, остановившихся в мишени. Распределение во времени электронов пучка и обусловленный ими фон имеют периодическую структуру с частотой, равной частоте высокочастотного поля ускорителя. Частота поля ускорителя *PSI* стабилизируется с точностью  $10^{-8}$  и составляет 50.6330 МГц (см., например, [18]). Таким образом, в измеряемых спектрах присутствует фон, имеющий периодическую структуру с хорошо известной частотой. Это обстоятельство позволяет контролировать временные параметры установки в целом, включая характеристики преобразователя время–код, в рабочих условиях в течение всего эксперимента (в настоящем эксперименте был использован преобразователь время–код фирмы EG&G' ORTEC Model 9308).

На рисунке приведены результаты фурье-анализа экспериментальных данных ( $\mu SR$ -гистограммы) для графита, полученных при стандартной экспозиции (около трех часов) на пучке отрицательных мюонов. На фурье-спектре видна частота прецессии спина мюона во внешнем магнитном поле и частота  $F_{ac}$ , обусловленная периодическим фоном. Обработка  $\mu SR$ -гистограммы методом наименьших квадратов показывает, что  $F_{ac}$  определяется с точностью  $10^{-5}$  (0.5 кГц) и в пределах ошибки совпадает с частотой поля ускорителя. Значения  $F_{ac}$ , определенные из спектров, измеренных в разное время на протяжении сеанса длительностью около 500 ч, в пределах статистической ошибки совпадают друг с другом.

Приведенные выше данные показывают, что па-



Результат фурье-анализа экспериментальных данных ( $\mu SR$ -гистограммы) для графита, полученных при стандартной экспозиции (около трех часов) на пучке отрицательных мюонов в поперечном магнитном поле 2000 Гс ( $f$  — амплитуда фурье-преобразования)

раметры настоящей  $\mu SR$ -установки позволяют при необходимом уровне статистики измерять частоту прецессии спина мюона с точностью до  $10^{-5}$  (0.5 кГц).

Частота прецессии спина свободного мюона определялась по частоте прецессии  $\mu^+$  в меди как

$$\omega^{free} = \frac{\omega(\mu^+, \text{Cu})}{1 + K}. \quad (7)$$

Здесь  $K$  — сдвиг Найта для положительного мюона в меди, который составляет  $(60.0 \pm 2.5) \cdot 10^{-6}$  [19]. Соответственно, сначала была измерена частота прецессии спина положительного мюона в меди и графите. Затем мюонный канал  $\mu E4$  был настроен для получения пучка отрицательных мюонов с таким же импульсом, как у пучка положительных мюонов, и были проведены измерения частоты прецессии спина  $\mu^-$  в С,  $\text{O}(\text{H}_2\text{O})$ , Mg, Si, S и Zn. Измерения для образцов  $\text{O}(\text{H}_2\text{O})$ , Mg, Si, S и Zn чередовались с измерениями в графите, проводимыми в тех же магнитных полях, что и для исследуемых образцов.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Были получены следующие значения для величины коэффициента асимметрии пространственного распределения:

позитронов от распада  $\mu^+$  в

$$\text{Cu} - 0.181 \pm 0.001,$$

$$\text{C} - 0.218 \pm 0.001,$$

электронов от распада  $\mu^-$  в

$$\text{C} - 0.0486 \pm 0.0003,$$

$$\text{O} (\text{H}_2\text{O}) - 0.0177 \pm 0.0004,$$

$$\text{Mg} - 0.0324 \pm 0.0004,$$

$$\text{Si} - 0.0304 \pm 0.0004,$$

$$\text{S} - 0.0213 \pm 0.0002,$$

$$\text{Zn} - 0.0107 \pm 0.0005.$$

Из сравнения данных для частоты прецессии спина положительного мюона в графите и меди было найдено, что парамагнитный сдвиг для  $\mu^+$  в углеороде составляет

$$\frac{(1 + K)\omega(\mu^+, \text{C}) - \omega(\mu^+, \text{Cu})}{\omega(\mu^+, \text{Cu})} = +(5.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}.$$

В табл. 1 для исследованных образцов приведены измеренные значения частоты прецессии спина отрицательного мюона и частоты прецессии спина свободного мюона в данном поле ( $\omega^{free}$ ). В случае углерода  $\omega^{free}$  была определена из результатов измерений частоты прецессии спина положительного мюона в меди  $\omega(\mu^+, \text{Cu})$  при том же магнитном поле, что и  $\omega(\mu^-, \text{C})$  для отрицательного мюона в графите (7). Из этих же данных было определено отношение

$$R = \frac{\omega(\mu^+, \text{Cu})}{\omega(\mu^-, \text{C})},$$

которое не зависит от величины магнитного поля.

В случае  $\text{O}(\text{H}_2\text{O})$ , Mg, Si, S и Zn значения  $\omega^{free}$  определялись по частоте прецессии спина отрицательного мюона в графите, измеренной в соответствующем магнитном поле, как

$$\omega^{free} = R \frac{\omega(\mu^-, \text{C})}{1 + K}.$$

Полученные в настоящей работе значения поправки к величине  $g$ -фактора отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии атомов углерода, кислорода, магния, кремния, серы и цинка сравниваются в табл. 2 с аналогичными данными, полученными в работах [13, 15], и с теоретическими расчетами [12]. В последнем столбце таблицы приведено расчетное значение [12] величины релятивистской поправки к магнитному моменту связанного отрицательного мюона.

Полученные нами значения поправки к  $g$ -фактору (магнитному моменту) отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии для углерода, кислорода, магния, кремния и серы близки к данным [13] и отличаются от результатов работы [14], где для отрицательных мюонов в Mg, Si и S величина  $(g_\mu^{free} - g_\mu^{1s})/g_\mu^{free}$  была меньше на  $(17 \pm 4) \cdot 10^{-4}$ . Точность настоящих измерений  $g_\mu^{1s}$  в легких атомах (C, O, Mg, Si, S) близка к точности измерений [13] и в Mg и Si примерно в 3 раза, а в сере примерно в 1.5 раза выше, чем она была в работе [14]. В случае Zn точность измерений, по сравнению с данными [15], улучшена в три раза. В

**Таблица 1.** Экспериментальные значения частоты прецессии спина свободного мюона и частоты прецессии спина  $\mu^-$  в исследуемых образцах во внешнем магнитном поле  $H$ 

Образец	$H$ , Гс	$\omega$ , рад/мкс	$\omega^{free}$ , рад/мкс	$\frac{\omega^{free} - \omega}{\omega^{free}} \cdot 10^4$
C	1000	85.048±0.006	85.115±0.002	7.9±0.7
O(H <sub>2</sub> O)	1000	127.455±0.009	127.545±0.011	7.0±1.1
Mg	1000	127.264±0.006	127.558±0.010	23.1±0.9
Si	1500	127.087±0.009	127.545±0.011	35.9±1.1
S	1500	127.022±0.025	127.563±0.011	42.4±2.1
Zn	2000	168.93±0.38	170.243±0.014	77±22

**Таблица 2.** Поправки к величине  $g$ -фактора связанного отрицательного мюона для образцов углерода, кислорода (вода), магния, кремния, серы и цинка

Образец	$\frac{g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1s}}{g_{\mu}^{free}} \cdot 10^4$	$\frac{g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1s}}{g_{\mu}^{free}} \cdot 10^4$	теор. [12]	
	наст. эксп.	эсп. [13, 15]	$\frac{g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1s}}{g_{\mu}^{free}} \cdot 10^4$	$a_{\mu}^{(3)} \cdot 10^4$
C (графит)	7.9 ± 0.7	7.6 ± 0.3 7.1 ± 0.6 8.0 ± 0.5	8.2 ± 0.1	6.29
O, в H <sub>2</sub> O	7.0 ± 1.1	9.4 ± 1.0	14.3 ± 0.2	11.04 ± 0.01
Mg, метал.	23.1 ± 0.9	26.4 ± 0.7	29.8 ± 0.6	23.79 ± 0.06
Mg, в MgH <sub>2</sub>		29.6 ± 0.7		
Si, кристал.	35.9 ± 1.1	36.3 ± 1.1	39.1 ± 1.0	31.70 ± 0.10
S, аморф.	42.4 ± 2.1	48.2 ± 1.6	49.1 ± 1.5	40.35 ± 0.15
Zn, метал.	77 ± 22	130 ± 63	117.3	112.6 ± 1.0

пределах трех стандартных ошибок ( $3\sigma$ ) приведенные в настоящей работе экспериментальные данные для C, Si, S и Zn согласуются с результатами теоретических расчетов. Однако в случаях O(H<sub>2</sub>O) и Mg расхождение экспериментальных и расчетных значений составляет около  $7\sigma$ . Причиной расхождений экспериментальных данных и теоретических расчетов [12] может являться то обстоятельство, что в расчетах [12] не учтены возможный сдвиг Найта и химический сдвиг. Напомним, что при захвате отрицательного мюона в C, H<sub>2</sub>O, Mg, Si, S и Zn в среде образуется единичный атом, который является аналогом атома соответственно B, N, Na, Al, P и Cu.

Поскольку вода является диамагнитным соединением, причиной наблюдаемого различия экспериментальных и расчетных значений частоты прецессии спина мюона может быть химический сдвиг частоты прецессии. Из настоящих данных следует, что химический сдвиг азота в воде составляет  $(7.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$ . Эта величина не противоречит известным из исследований по ЯМР данным по химическому сдвигу азота в различных соединениях, который меняется в широких пределах: от  $-400 \cdot 10^{-6}$  до  $+400 \cdot 10^{-6}$  (см., например, [20]).

В случае Mg, данные о сдвиге Найта в таком сплаве как Mg+Na, которые могли бы быть непо-

средственно учтены в сдвиге частоты прецессии спина мюона, мы в литературе не нашли. Однако в ЯМР-измерениях в сплаве  $Mg_{17}Al_{12}$  был обнаружен большой сдвиг Найта на Mg и Al. Величина сдвига составляет [21]  $1.3 \cdot 10^{-3}$  на Mg и  $1.7 \cdot 10^{-3}$  на Al. Если считать, что отличие экспериментального значения  $g_{\mu}^{1s}(Mg)$  от расчетного обусловлено сдвигом Найта, то величина сдвига Найта на Na в сплаве Mg+Na составляет  $(6.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$ . Как видно, данное значение по порядку величины близко к измеренным значениям для сдвига Найта на Mg и Al в сплаве  $Mg_{17}Al_{12}$ .

Из ЯМР-измерений в кремнии с примесью бора  $2.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  известно, что сдвиг Найта на боре составляет  $(0.65 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$  [22]. Эта величина хорошо согласуется с оценкой на основе данных по магнитной восприимчивости кремния с примесью бора  $5.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [23]. В настоящей работе и в измерениях [13] были использованы «чистые» образцы кремния с концентрацией примесей не более  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация свободных носителей заряда в таких образцах на несколько порядков меньше, чем в образцах, использованных в ЯМР-измерениях [22] и в измерениях магнитной восприимчивости [23]. Соответственно в нашем случае сдвиг Найта будет пренебрежимо мал (см. также оценки работы [13]).

Верхний предел вклада сдвига Найта, который необходимо учесть при определении  $g$ -фактора мюона в Zn, следует из ЯМР-измерений в сплаве  $Cu_xZn_{1-x}$  [24]. Из результатов [24] следует, что при уменьшении  $x$  от 1.0 до 0.25 сдвиг Найта на Cu уменьшается примерно в три раза и при  $x = 0.3$  составляет  $(7 \pm 1) \cdot 10^{-4}$ . Эта величина в три раза меньше ошибки настоящих измерений для цинка и, следовательно, сдвигом Найта в Zn можно пренебречь.

По-видимому, было бы уместным анализировать существующие экспериментальные данные по магнитному моменту электрона и мюона в  $1s$ -состоянии атомов с точки зрения возможности измерения квантово-электродинамической поправки  $a^{BS}(QED)$  к магнитным моментам электрона и мюона в кулоновском поле ядра. В табл. 3 приведены достигнутые к настоящему моменту точности измерений и ожидаемая величина данной поправки для некоторых атомов. Как видно из таблицы, расчетное значение  $a^{BS}(QED)$  в случае мюона примерно на порядок выше, чем для электрона, однако и ошибка  $\sigma$  измерения поправок к величине  $g$ -фактора для мюона больше, чем в измерениях для электрона. Тем не менее в атомах с зарядом ядра  $Z > 10$  измерения с отрицательными мюонами, по-видимому, имеют не меньше шансов на успех, чем измерения для электрона. Кро-

**Таблица 3.** Расчетные значения поправок  $a_e^{BS}$ ,  $a_{\mu}^{BS}$  к магнитному моменту электрона [8] и мюона [12] и достигнутая на сегодняшний день точность ( $\sigma$ ) измерения поправок к величине  $g$ -фактора электрона и мюона в  $1s$ -состоянии некоторых атомов

	$e^{-}$		$\mu^{-}$	
	$a_e^{BS} \cdot 10^6$	$\sigma \cdot 10^6$	$a_{\mu}^{BS} \cdot 10^6$	$\sigma \cdot 10^6$
H	0.0102	0.013	—	—
C	0.4	1.0	8	30
Si	2.9	—	40	100
Zn	$\approx 20$	—	153	2000

ме того, при данном  $Z$  мюон в  $1s$ -состоянии находится в примерно на два порядка более сильном кулоновском поле, чем электрон. Соответственно, отклонение значений  $a^{BS}(QED)$  от теоретических предсказаний, если оно имеет место, может быть более масштабным для мюона.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты настоящего исследования согласуются с экспериментальными данными [13] и свидетельствуют о том, что магнитный момент отрицательного мюона в кулоновском поле ядра отличается от магнитного момента свободного мюона. В случае углерода, кремния, серы и цинка настоящие экспериментальные данные согласуются, в пределах точности измерений, с теоретическими расчетами и тем самым подтверждают  $Z$ -зависимость релятивистской поправки к магнитному моменту отрицательного мюона в  $1s$ -состоянии различных атомов.

Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что дальнейшее увеличение точности измерения  $g$ -фактора отрицательного мюона в кремнии и в цинке, по-видимому, позволит определить  $a_{\mu}^{BS}(QED)$  и тем самым проверить предсказания квантовой электродинамики в сильных кулоновских полях.

Авторы выражают благодарность дирекции Института Пауля Шеррера за предоставленную возможность проведения настоящих измерений и И. А. Ютландову за предоставление образца магния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Breit, *Nature* **122**, 649 (1928).
2. H. Margenau, *Phys. Rev.* **57**, 383 (1940).
3. L. C. Balling and F. M. Pipkin, *Phys. Rev.* **139**, A19 (1965).
4. J. S. Tiedeman and H. G. Robinson, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 602 (1977).
5. N. Hermanspahn, H. Häffner, H.-J. Kluge et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 427 (2000).
6. H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, and I. Lindgren, *Phys. Rev. A* **56**, R2499 (1997).
7. V. W. Hughes and V. L. Telegdi, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **3**, 229 (1958).
8. H. Grotch and R. A. Hegstrom, *Phys. Rev. A* **4**, 59 (1971).
9. T. Kinoshita, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4728 (1995).
10. Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, *Eur. Phys. J. C* **3**, 1 (1998).
11. K. W. Ford and J. G. Wills, *Nucl. Phys.* **35**, 295 (1962).
12. K. W. Ford, V. W. Hughes, and J. G. Wills, *Phys. Rev.* **129**, 194 (1963).
13. D. P. Hutchinson, J. Menes, G. Shapiro, and A. M. Patlach, *Phys. Rev.* **131**, 1362 (1963).
14. J. H. Brewer, *Hyperfine Interact.* **17–19**, 873 (1984).
15. T. Yamazaki, S. Nagamiya, O. Hashimoto et al., *Phys. Lett. B* **53**, 117 (1974).
16. T. N. Mamedov, V. N. Duginov, K. I. Gritsaj et al., *JINR Preprint E14-2000-158*, Dubna, 2000.
17. R. Scheuermann, J. Schmidl, A. Seeger et al., *Hyperfine Interact.* **106**, 295 (1997).
18. E. Klempt, R. Schulze, H. Wolf et al., *Phys. Rev. D* **25**, 652 (1982).
19. A. Schenck, *Helv. Phys. Acta* **54**, 471 (1981).
20. *Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy of Nuclei Other than Protons*, ed. by T. Axenrod and G. A. Webb, Jhon Wiley & Sons, New York (1974).
21. T. J. Bastow and E. M. Smith, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 4929 (1995).
22. R. K. Sunders and D. F. Holcomb, *Phys. Rev.* **136**, A810 (1964).
23. M. P. Sarachik, D. R. He, W. Li, and M. Levy, *Phys. Rev. B* **31**, 1469 (1985).
24. L. Bai-Qin and W. Ye-Ning, *Phys. Rev. B* **47**, 16582 (1993).