

## Измерение магнитного момента отрицательного мюона в цинке и кадмии

Т. Н. Мамедов<sup>1)</sup>, А. С. Батулин<sup>+</sup>, Д. Герлах\*, О. Д. Маслов, А. В. Стойков, У. Циммерман\*

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

<sup>+</sup>Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

\* Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

Поступила в редакцию 29 октября 2002 г.

Представлены результаты измерения магнитного момента ( $g$ -фактора) отрицательного мюона на  $1s$ -уровне атомов цинка и кадмия. По сравнению с данными, полученными ранее другими авторами, точность настоящих измерений увеличена примерно в 7 раз. Обнаружено существенное отклонение экспериментальных значений  $g$ -фактора от результатов теоретических расчетов. Обсуждаются возможные причины имеющихся расхождений.

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

Измерение магнитного момента отрицательного мюона, находящегося на  $1s$ -уровне в атоме, представляет интерес с точки зрения проверки предсказаний: а) квантовой теории для частиц со спином  $1/2$ , согласно которой, из-за релятивистского движения частицы, связанной в атоме, ее магнитный момент должен отличаться от магнитного момента свободной частицы; б) квантовой электродинамики о дополнительных (кроме известных для свободной частицы) радиационных поправках к магнитному моменту из-за нахождения частицы в кулоновском поле атомного ядра. Величина дополнительных радиационных поправок примерно на два порядка меньше, чем поправка, обусловленная релятивистским движением частицы.

Поправки к величине  $g$ -фактора отрицательного мюона, находящегося на  $1s$ -уровне атома, спин ядра и электронной оболочки которого равны нулю, были рассмотрены в [1]:

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

где  $a_{\mu}^{(1)}$  – радиационные поправки для свободного мюона;  $a_{\mu}^{(2)}$  – дополнительные радиационные поправки, возникающие в кулоновском поле ядра;  $a_{\mu}^{(3)}$  – релятивистская поправка;  $a_{\mu}^{(4)}$  – поправка, учитывающая поляризацию ядра;  $a_{\mu}^{(5)}$  – поправка, возникающая вследствие поляризации во внешнем магнитном поле электронной оболочки атома (а также поляризации сво-

бодных носителей заряда);  $a_{\mu}^{(6)}$  – поправка на диамагнитное экранирование внешнего магнитного поля электронной оболочкой атома;  $a_{\mu}^{(7)}$  – поправка на центр масс системы (ядро + мюон).

Отметим, что  $a_{\mu}^{(5)}$  и  $a_{\mu}^{(6)}$ , строго говоря, не являются поправками к величине магнитного момента мюона, а определяют отличие магнитного поля на мюоне от величины внешнего магнитного поля. Данные поправки возникают вследствие того, что рассматривается случай, когда  $\mu^-$  находится под электронной оболочкой атома, который в свою очередь испытывает взаимодействия с другими атомами среды и со свободными носителями заряда.

В [1] для ряда атомов приведены результаты численных расчетов величины  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$ , где  $g_{\mu}^{\text{free}} = 2(1 + a_{\mu}^{(1)})$  –  $g$ -фактор свободного мюона ( $a_{\mu}^{(1)} = 0.001\,165\,923\,0(84)$  [2]). Поправка  $a_{\mu}^{(5)}$  в расчетах [1] не учитывалась. Принятые в [1] для атомов с  $Z \lesssim 50$  значения  $a_{\mu}^{(6)}$  близки к вычисленным позднее (см. [3]) в рамках релятивистской теории Хартри–Фока–Слетера. Недавно в [4] было получено аналитическое выражение для поправок  $a_{\mu}^{(2)}$  и  $a_{\mu}^{(3)}$ , применимое в ограниченном интервале значений заряда ядра  $Z$ .

К  $g$ -фактору электрона, находящегося на  $1s$ -уровне в атоме, имеются поправки, аналогичные рассмотренным выше для мюона, за исключением  $a^{(5)}$  и  $a^{(6)}$ , поскольку измерения для  $1s$ -электрона проводятся в водородоподобных ионах (ион с одним  $1s$ -электроном).

В настоящее время существуют экспериментальные данные о величине  $g_e^{1s}$  в водороде [5], дейте-

<sup>1)</sup>e-mail: tmamedov@nu.jinr.ru

рии [6], гелии [7] и углероде [8, 9]. В пределах погрешностей результаты данных измерений согласуются с теоретическими расчетами (см, например, [10, 11]). Однако лишь в случае углерода точность экспериментальных данных позволяет проверить предсказания квантовой электродинамики о радиационных поправках к магнитному моменту  $1s$ -электрона.

Принимая во внимание тот факт, что отрицательный мюон на  $1s$ -уровне атома находится в значительно более сильном кулоновском поле, чем  $1s$ -электрон, измерение магнитного момента связанного мюона представляет особый интерес. Например, кулоновское поле на мюоне в углероде сравнимо с его величиной на  $1s$ -электроне в свинце.

К настоящему времени известны результаты измерений [12–16] величины магнитного момента отрицательного мюона на  $1s$ -уровне атомов углерода, кислорода, магния, кремния, серы, цинка, кадмия и свинца. (Точность измерения величины  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})$  в случаях цинка, кадмия и свинца составляет [14]  $\sim 50\%$ .) В ряде случаев имеют место расхождения между экспериментальными и расчетными значениями  $g$ -фактора мюона. В случае кислорода и магния расхождения были отнесены [16] за счет не учтенной в расчетах [1] поправки  $a_{\mu}^{(5)}$ . Также в [16], было получено указание на отклонение от расчетной величины  $g_{\mu}^{1s}$  для Zn (в этих измерениях величина  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})$  была определена примерно в три раза точнее по сравнению с данными [14]).

Целью настоящей работы являлось улучшение точности измерения  $g$ -фактора мюона на  $1s$ -уровне атомов цинка и кадмия. Также были повторены измерения в углероде и кремнии.

Измерения проводились на установке GPD [17], расположенной на пучке мюонов канала  $\mu E1$  ускорителя института Пауля-Шеррера (PSI, Швейцария). Для создания магнитного поля на образце использовались кольца Гельмгольца. Величина магнитного поля составляла 4100 Гс. Направление магнитного поля было перпендикулярно направлению оси пучка мюонов. Долговременная стабильность тока в кольцах Гельмгольца была близка к  $2 \cdot 10^{-5}$ . Магнитное поле Земли и поля от магнитных материалов, находящихся вблизи установки, компенсировались до нуля с точностью лучше чем 0.01 Гс. Образцы из углерода, кремния, цинка и кадмия имели форму дисков диаметром 30 мм и толщиной 12, 10, 7 и  $3(6 \times 0.5)$  мм, соответственно, и устанавливались в центре колец Гельмгольца. Положение колец Гельмгольца корректировалось таким образом, чтобы с учетом искривления траектории пучка в магнитном поле ось пучка проходила через центр образца. Положение образцов

относительно оси пучка и относительно центра катушек Гельмгольца фиксировалось с точностью  $\sim 1$  мм.

Был проведен анализ образцов на содержание примесей. По данным рентген-флуоресцентного анализа (с кадмиевым источником) содержание Fe, Co, Ni, Cu в цинке составляет менее 0.5, 0.5, 0.1, 0.3 ат. %, соответственно. Также элементный состав образцов был исследован с помощью растрового электронного микроскопа с рентгеновским микроанализатором (JEOL-840). Энергия пучка электронов составляла 25 кэВ. Содержание примесей составило: а) в цинке: Cu – 0.1 – 0.2 ат. %; Al, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Ga, Ge – менее 0.2 ат. %; б) в кадмии: Fe – менее 0.1 ат. %; Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni, Zn, Ga, Ge, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Rh, Pd, Ag, In, Sn, Sb, Te – менее 0.2 ат. %.

В отличие от предыдущего измерения [16], в настоящем эксперименте, с целью увеличения скорости набора данных, электроны распада регистрировались четырьмя телескопами сцинтилляционных счетчиков. Причем два телескопа, которые отсутствовали в измерениях [16], были расположены соответственно выше и ниже (“up” и “down” телескопы) мишени так, что траектория пучка мюонов непосредственно их не пересекала.

Величина  $g$ -фактора мюона определялась по частоте прецессии ( $\omega$ ) его спина во внешнем магнитном поле:

$$(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}} = (\omega^{\text{free}} - \omega)/\omega^{\text{free}},$$

где  $\omega^{\text{free}}$  – частота прецессии спина свободного мюона,  $g$ -фактор которого равен  $g_{\mu}^{\text{free}}$ . Экспериментально частота  $\omega^{\text{free}}$  определялась по частоте прецессии спина положительного мюона в меди. Подробно методика измерений и обработки экспериментальных данных описана в [16]. Как и в [16], стабильность параметров установки в течение всего периода измерений контролировалась путем определения частоты периодической структуры фона в  $\mu\text{SR}$ -спектрах (фон имеет структуру, определяемую высокочастотным полем ускорителя) и была не хуже, чем  $10^{-5}$ .

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные по  $g$ -фактору мюона на  $1s$ -уровне различных атомов, включая результаты настоящих измерений и теоретических расчетов, приведены в таблице. В настоящей работе точность измерений в случае цинка и кадмия, по сравнению с [14], улучшена примерно в семь раз. Обращает на себя внимание и тот факт, что в случае углерода и кремния имеет место совпадение результатов разных измерений.

В целом экспериментальные данные подтверждают тенденцию роста величины  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$  с

**Экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов величины  $g$ -фактора отрицательного мюона в углероде, кислороде(вода), магнии, кремнии, сере, цинке, кадмии и свинце**

Образец	$10^4 \cdot (g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$				
	наст. данные	эксперимент [15, 16]	эксперимент [12]	эксперимент [14]	теория [1]
C(графит)	$7.5 \pm 0.2$	$7.9 \pm 0.7$	$7.6 \pm 0.3$ $7.1 \pm 0.6$ $8.0 \pm 0.5$		$8.2 \pm 0.1$
O в H <sub>2</sub> O		$7.0 \pm 1.1$	$9.4 \pm 1.0$		$14.3 \pm 0.2$
Mg метал. Mg в MgH <sub>2</sub>		$23.1 \pm 0.9$	$26.4 \pm 0.7$ $29.6 \pm 0.7$		$29.8 \pm 0.6$
Si крист.	$36 \pm 2$	$35.9 \pm 1.1$	$36.3 \pm 1.1$		$39.1 \pm 1.0$
S аморф.		$42.4 \pm 2.1$	$48.2 \pm 1.6$		$49.1 \pm 1.5$
Zn	$75 \pm 9$	$77 \pm 22$		$120 \pm 62$	$129 (\geq 122)$
Cd*	$67 \pm 22$			$201 \pm 140$	$218 (\geq 175)$
Pb				$468 \pm 220$	383

\* В случае кадмия теоретические значения поправок  $a_{\mu}^{(2)}$  и  $a_{\mu}^{(4)}$  были получены интерполяцией данных [1], а величина поправки  $a_{\mu}^{(6)}$  взята из [3].

увеличением заряда ядра  $Z$ . Тем не менее, как видно из таблицы, практически для всех образцов экспериментальное значение  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$  меньше, чем расчетное. В случае легких элементов (включая атомы серы) разница между теоретическими и экспериментальными значениями составляет не более  $7 \cdot 10^{-4}$ . Такого масштаба отклонение экспериментальных значений  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$  может быть обусловлено (см. [16]) тем, что в теоретических расчетах не учтены эффекты, связанные с поляризацией электронной оболочки мюонного атома и электронов проводимости.

Напомним, что при захвате отрицательного мюона атомами цинка и кадмия образовавшийся мюонный атом, с точки зрения строения его электронной оболочки, является полным аналогом атомов меди и серебра, соответственно. Поэтому, для корректного сравнения настоящих данных с теоретическими расчетами [1] необходимо учитывать сдвиг Найта на атомах Cu и Ag в сплавах Cu-Zn и Ag-Cd, соответственно. Надо принимать во внимание и то, что по условиям эксперимента в каждый момент времени в объеме образца (в металлическом цинке или кадмии) имеется не более одного мюонного атома.

Сплавы Cu-Zn и Ag-Cd широко применяются в технике, и сдвиги Найта на Cu в сплаве Cu-Zn и на Ag в сплаве Ag-Cd изучены подробно (см. например, [18–21]). Как следует из ЯМР-данных [18], сдвиг Найта на Cu в сплаве Cu<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub> с увеличением атомной концентрации цинка  $x$  от нуля до 39% ( $\alpha$ -фаза) уменьшается от 0.235% до  $(0.15 \pm 0.01)\%$ . При  $40\% \leq x \leq 57\%$  ( $\beta$ -фаза) и  $57\% \leq x \leq 68\%$

( $\gamma$ -фаза) величина сдвига Найта на меди составляет  $(0.15 \pm 0.01)\%$  и  $(0.07 \pm 0.01)\%$ , соответственно. Таким образом значение  $(7 \pm 1) \cdot 10^{-4}$  может быть рассмотрено как верхний предел сдвига Найта на мюонном атоме  $\mu$ Cu в цинке. Из концентрационной зависимости сдвига Найта на Ag в сплаве Ag-Cd [19, 21] следует, что сдвиг Найта на мюонном атоме  $\mu$ Ag в Cd не превышает  $(42.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ . С учетом сдвига Найта теоретические значения  $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s})/g_{\mu}^{\text{free}}$  для цинка и кадмия приведены в скобках в последней колонке таблицы. Очевидно, что учет сдвига Найта не позволяет устранить расхождение (порядка пяти стандартных ошибок) между теоретическими расчетами и экспериментальными данными для Zn и Cd.

Из экспериментов, описанных в [22–24], в которых изучалось влияние примесей атомов переходных элементов (Cr, Mn, Fe, Co, Ni) на сдвиг Найта на ядрах атомов матрицы в различных сплавах, следует, что примеси, имеющиеся в исследуемых нами образцах (Zn и Cd), могли изменить значения сдвига Найта по сравнению с “чистыми” образцами не более чем на 10% ( $\Delta K/K \lesssim 0.1$ ).

Поправки  $a_{\mu}^{(2)}$ ,  $a_{\mu}^{(4)}$  и  $a_{\mu}^{(7)}$  сами по себе малы и, соответственно, трудно ожидать, что неточности в их вычислении могут являться причиной наблюдаемых расхождений в случае Zn и Cd. Величина  $a_{\mu}^{(1)}$  с высокой точностью известна из независимых измерений. Диамагнитная поправка  $a_{\mu}^{(6)}$  достаточно хорошо считается теоретически (см., например, [3]), и существенного расхождения результатов этих расчетов с экспериментальными данными по атомарной магнитной восприимчивости не наблюдалось. Следова-

тельно, необходимо допустить, что либо имеет место аномальный сдвиг Найта в мюонном атоме в случае цинка и кадмия, либо расчеты [1] релятивистской поправки  $a_{\mu}^{(3)}$  неточны. В принципе аномальный сдвиг Найта в мюонном атоме ранее наблюдался, например, в парамагнитном MnO [25].

Таким образом, в настоящей работе обнаружено существенное отклонение (порядка пяти стандартных ошибок) экспериментальных значений  $g$ -фактора отрицательного мюона, находящегося на  $1s$ -уровне атомов цинка и кадмия, от результатов теоретических расчетов. Расхождение теоретических расчетов и результатов измерений может свидетельствовать как об аномальном сдвиге Найта на мюонном атоме в Zn и Cd, так и о неточности вычисления релятивистской поправки к магнитному моменту мюона. Можно полагать, что измерение  $g_{\mu}^{1s}$  в кристаллическом германии (германий является диамагнитным веществом, и вклад сдвига Найта пренебрежимо мал) позволит выяснить причины имеющихся расхождений.

Авторы выражают благодарность дирекции Института Пауля Шеррера (Швейцария) за предоставление возможности проведения настоящих измерений.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РФ по Программе “Университеты России”, грант УР.01.01.015.

1. K. W. Ford and J. G. Wills, Nucl. Phys. **35**, 295 (1962).  
K. W. Ford, V. W. Hughes, and J. G. Wills, Phys. Rev. **129**, 194 (1963).
2. Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Euro Phys. J. **C3**, 1 (1998).
3. F. D. Feiok and W. R. Johnson, Phys. Rev. **187**, 39 (1969).
4. S. G. Karshenboim, V. G. Ivanov, and V. M. Shabaev, JETP **93**, 477 (2001).

5. J. S. Tiedeman and H. G. Robinson, Phys. Rev. Lett. **39**, 602 (1977).
6. F. G. Walther, W. D. Phillips, and D. Kleppner, Phys. Rev. Lett. **28**, 1159 (1972).
7. C. E. Johnson and H. G. Robinson, Phys. Rev. Lett. **45**, 250 (1980).
8. N. Hermanspahn, H. Häffner, H.-J. Kluge et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 427 (2000).
9. H. Häffner, T. Beier, N. Hermanspahn et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 5308 (2000).
10. H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, and I. Lindgren, Phys. Rev. **A56**, R2499 (1997).
11. H. Grotch and R. A. Hegstrom, Phys. Rev. **A4**, 59 (1971).
12. D. P. Hutchinson, J. Menes, G. Shapiro, and A. M. Patlach, Phys. Rev. **131**, 1362 (1963).
13. J. H. Brewer, Hyp. Int. **17-19**, 873 (1984).
14. T. Yamazaki, S. Nagamiya, O. Hashimoto et al., Phys. Lett. **53 B**, 117 (1974).
15. T. N. Mamedov, V. N. Duginov, K. I. Gritsaj et al., JINR Communications E14-2000-158, Dubna, 2000.
16. T. N. Mamedov, D. Herlach, K. I. Gritsaj et al., JETP **93**, 941 (2001).
17. R. Abela, Hyp. Int. **87**, 1105 (1994).
18. Li Bai-Qin and Wang Ye-Ning, Phys. Rev. **B47**, 16582 (1993).
19. L. E. Drain, The Philosophical Magazine **4**, 484 (1959).
20. R. L. Odle and C. P. Flynn, The Philosophical Magazine **13**, 699 (1966).
21. S. Rubini, C. Dimitropoulos and F. Borsa, Phys. Rev. **B49**, 12590 (1994).
22. S. Sotier, R. L. Odle, and J. A. Gardner, Phys. Rev. **B6**, 923 (1972).
23. R. A. Howe, D. A. Rigney, and C. P. Flynn, Phys. Rev. **B6**, 3358 (1972).
24. S. Rubini, C. Dimitropoulos, R. Gotthardt, and F. Borsa, Phys. Rev. **B44**, 2019 (1991).
25. S. Nagamiya, K. Nagamine, O. Hashimoto, and T. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **35**, 308 (1975).