

Влияние одноосного статического давления на поведение акцепторной примеси алюминия в кремнии

Т. Н. Мамедов⁺¹⁾, Д. Андрейка^{*2)}, Д. Г. Андрианов[×], Д. Герлах^{◇ 2)}, В. Н. Горелкин[□], К. И. Грицай⁺,
В. А. Жуков⁺, А. В. Стойков^{+◇}, У. Циммерманн^{◇ 2)}

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

^{*}University Babes-Bolyai, 3400 Cluj-Napoca, Romania

[×]Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности “Гиредмет”, 109017 Москва, Россия

[◇]Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

[□]Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 22 июля 2004 г.

Представлены результаты исследования влияния одноосного давления на поведение мелких акцепторных центров алюминия в кремнии. Примесные атомы μAl в образце кристаллического кремния с примесью фосфора ($1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – первый образец, $1.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – второй образец) создавались путем имплантации отрицательных мюонов. Поляризация мюонов была исследована в поперечном спину мюона магнитном поле величиной 2.5 кГс в диапазоне температур 10–300 К. Направление выбранной оси кристалла ([111] в первом образце, [100] – во втором), внешнего магнитного поля и начальной поляризации спина мюона были взаимноперпендикулярны. Обнаружено, что внешнее давление, приложенное вдоль указанной оси кристалла, приводит к изменению как абсолютной величины скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра, так и характера ее температурной зависимости.

PACS: 71.55.Cn, 76.75.+i

1. Введение. В последние годы применение пучков поляризованных отрицательных мюонов позволило существенно восполнить пробел, существовавший в экспериментальном исследовании взаимодействия мелких акцепторных примесей в решетке кристаллического кремния. Были получены данные о сверхтонком взаимодействии в акцепторном центре (АЦ), о скорости и механизмах релаксации его магнитного момента, о процессах рассеяния свободных носителей заряда (электронов и дырок) на АЦ при концентрации примеси, близкой или выше критической концентрации n_c , соответствующей переходу полупроводник–металл, о межпримесных взаимодействиях, о механизме и скорости ионизации АЦ в невырожденном кремнии n - и p -типа [1–4]. Несмотря на то, что примеси и дефекты в полупроводниках изучаются более полувека, вышперечисленные данные о поведении неглубоких акцепторных примесей в кремнии были получены.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния одноосной деформации кристал-

ла кремния на скорость релаксации магнитного момента неглубокого акцепторного центра алюминия (см. также [5, 6]). Интерес к исследованию поведения акцепторной примеси в деформированном кристалле кремния обусловлен рядом причин. Как известно, кремний, полученный методом эпитаксиального выращивания (например, на подложке кристалла германия или алмаза), а также в гетероструктурах, оказывается напряженным. Причем напряжение кристалла аналогично тому, что возникает при сжатии кристалла по направлению, перпендикулярному к поверхности подложки, на которой выращивался образец. Возможность использования напряженного кремния с донорной или акцепторной примесью для создания модели квантового компьютера в настоящее время широко обсуждается в литературе [7, 8].

Исследования поведения акцепторной примеси в деформированном кремнии представляют интерес и с точки зрения уточнения структуры гамильтониана АЦ в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза. В общем случае этот гамильтониан достаточно сложный [9].

Первое свидетельство о влиянии деформации кристалла кремния на поведение акцепторных при-

¹⁾e-mail: tamedov@nu.jinr.ru

²⁾D. Andreica, D. Herlach, U. Zimmermann.

месей были получены в ЭПР исследованиях [10, 11]. Возможность использования поляризованных отрицательных мюонов для исследования акцепторной примеси в кремнии определяется тем, что при захвате мюона атомом Si образуется мюонный атом μAl , который с точки зрения строения его электронной оболочки имитирует атом алюминия. При этом поляризация мюона зависит от состояния электронной оболочки (парамагнитное или диамагнитное) мюонного атома (АЦ), от сверхтонкого взаимодействия в АЦ и от его взаимодействий со средой.

2. Измерения. Измерения были проведены на спектрометре GPD [12], расположенном на мюонном канале μE1 ускорителя протонов Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Исследуемые образцы, вырезанные из монокристаллов кремния, имели форму правильной четырехгранной призмы с основанием 9.5×9.5 мм и высотой 22 мм. Были исследованы два образца с концентрациями примеси фосфора $1.6 \cdot 10^{13}$ и $1.9 \cdot 10^{13}$ см^{-3} , соответственно. Образцы были ориентированы так, что в первом случае ось кристалла [111], а во втором случае ось [100] были перпендикулярны основанию призмы с точностью $\pm 1^\circ$. Однородное магнитное поле на образце создавалось кольцами Гельмгольца. Величина магнитного поля составляла 2.5 кГс с долговременной стабильностью не хуже 10^{-4} . Выбранная ось кристалла ([111] для первого образца и [100] для второго образца), направление внешнего магнитного поля и начальная поляризация спина мюона были взаимно перпендикулярны.

Для создания одноосной деформации в кристалле разработана ячейка высокого давления. Ячейка была изготовлена из термообработанной бериллиевой бронзы и позволяла создавать на образце давление до 5 кбар. Давление прилагалось к основанию призмы. Контроль давления на кристалл (напряжение кристалла) производился тензорезистором типа EB001 П1-5-350Б (НИИФИ, г. Пенза). Датчик приклеивался на одну из граней кремниевой призмы клеем БФ-2, и затем клей подвергался полимеризации при высокой температуре. Ячейка с зафиксированным давлением размещалась в криостате, охлаждаемом парами жидкого гелия. Температура образцов в диапазоне 4–300 К поддерживалась с точностью 0.1 К.

Временная эволюция поляризации мюонов $P(t)$, остановившихся в образце, исследовалась путем регистрации электронов распада из реакции $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. При этом зависимость количества зарегистрированных электронов от времени имеет вид экспоненты, модулированной функцией $P(t)$. Методика измерений и процедура восстановления параметров

поляризации спина мюона из аппаратурных $\mu^- \text{SR}$ -спектров подробно описаны в [1, 2].

3. Результаты. На рис.1 и 2 представлены результаты измерений

температурной зависимости скорости релаксации λ и сдвига частоты прецессии спина мюона $\Delta\omega W/\omega_0$ для образцов кремния с концентрацией примеси фосфора $1.6 \cdot 10^{13}$ см^{-3} (образец 1) и $1.9 \cdot 10^{13}$ см^{-3} (образец 2). Сдвиг частоты прецессии определялся как разность между частотами прецессии при температуре T и комнатной температуре: $\Delta\omega = \omega - \omega_0$.

На рисунках во вставках стрелками указаны взаимные ориентации внешнего магнитного поля, оси кристалла и направления начальной поляризации мюона. Направление внешнего давления совпадало с указанным направлением оси кристалла. Давление на образцы 1 и 2 составляло 3.0 и 1.7 кбар соответственно. Данные, полученные в условиях приложения статического давления к образцам, сравниваются на рисунках с аналогичными результатами измерений в отсутствие внешнего давления. Как видно из рис.1 и 2, в результате приложения к образцу внешнего давления происходит существенное изменение скорости релаксации спина мюона. Более того, изменяется также и вид температурной зависимости скорости релаксации.

В отличие от скорости релаксации, влияние внешнего давления на сдвиг частоты прецессии спина мюона в обоих образцах является незначительным. Эти результаты не противоречат предварительным теоретическим оценкам [13]. По данным [13] наиболее сильное влияние внешнего давления на сдвиг частоты ожидается при сжатии кристалла кремния по оси [011].

Согласно [14], имеют место следующие аналитические соотношения между величинами, характеризующими временную эволюцию вектора поляризации мюона на $1S$ -уровне в атоме μAl , и теми, которые характеризуют взаимодействие данного АЦ в решетке кремния:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{g\mu_B}{2\mu_B^\mu} \cdot \frac{J(J+1)A}{3k_B T}, \quad (1)$$

$$\lambda = \frac{J(J+1)}{3} \left(\frac{(A/\hbar)^2}{\nu} + \frac{(A/\hbar)^2 \nu}{\nu^2 + \omega_e^2} \right), \quad (2)$$

где A – константа сверхтонкого взаимодействия мюона и электронной оболочки АЦ; ν – скорость релаксации магнитного момента АЦ; $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка; k_B – постоянная Больцмана; μ_B и μ_B^μ – магнетон Бора для электрона и мюона соответственно; g – g -фактор для АЦ; $\omega_e = g\mu_B B/\hbar$ – угловая

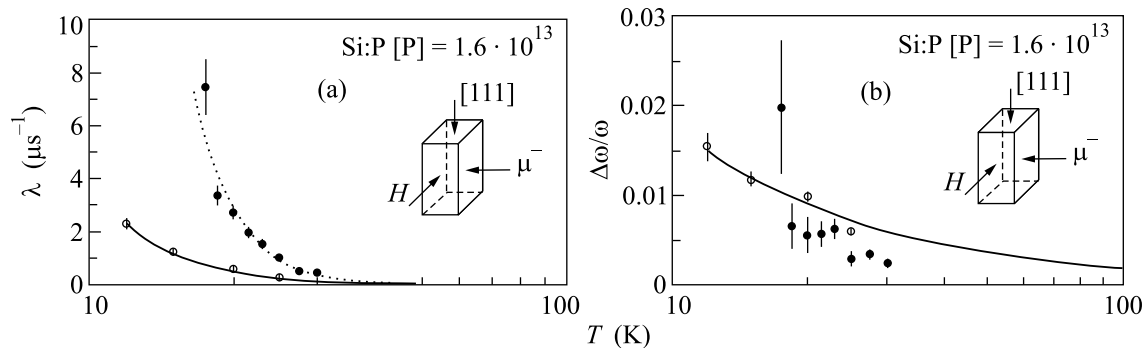


Рис.1. Температурная зависимость скорости релаксации (а) и сдвига частоты прецессии спина мюона (b) в кремнии с концентрацией примеси фосфора $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Темные кружки – давление на образце составляет 3 кбар, светлые кружки – давление отсутствует. На (а) кривые приведены по методу наименьших квадратов, на (b) кривая проведена для наглядности

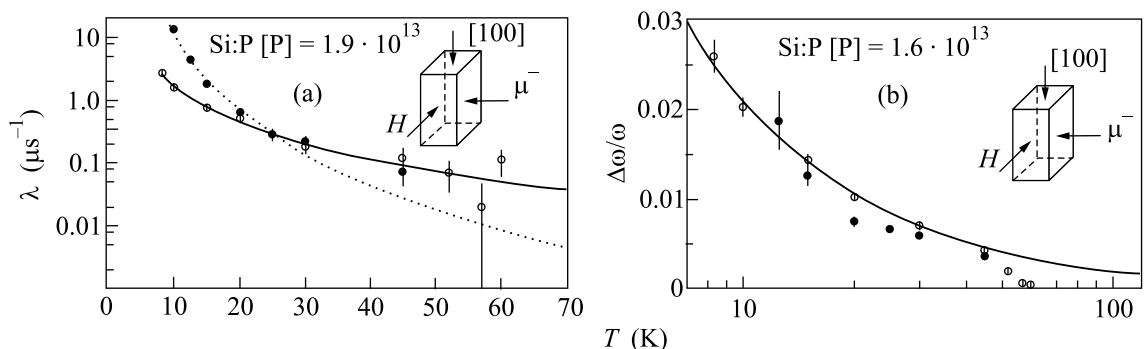


Рис.2. Температурная зависимость скорости релаксации (а) и сдвига частоты прецессии спина мюона (b) в кремнии с концентрацией примеси фосфора $1.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Темные кружки – давление на образце составляет 1.7 кбар, светлые кружки – давление отсутствует. Кривые проведены по методу наименьших квадратов

частота прецессии магнитного момента электронной оболочки АЦ в магнитном поле B ; T – температура. Для мелкого АЦ в кремнии $J = 3/2$ [9], $g = -1.07$ [15].

В результате аппроксимации функции (1) к экспериментальным данным по сдвигу частоты прецессии спина мюона для образца 2 в области температур $\lesssim 50 \text{ К}$ были получены значения константы сверхтонкого взаимодействия $A/h = (32.0 \pm 0.9) \text{ МГц}$ в отсутствие и $A/h = (26.3 \pm 1.0) \text{ МГц}$ в присутствии внешнего давления. Кривая на рис.1b соответствует наилучшей аппроксимации данных в отсутствие внешнего давления на образце.

Экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона были фитированы зависимостью (2). При этом принималось [2], что значение константы сверхтонкого взаимодействия равно $A/h = 26.5 \text{ МГц}$ и скорость релаксации магнитного момента акцепторного центра μAl зависит от температуры как $\nu = C \cdot T^\alpha$. Полученные значения параметров C и α приведены в таблице.

Значение параметров температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра в кремнии: $\nu = C \cdot T^\alpha$

	образец 1		образец 2	
Давление, кбар	0	3	0	1.7
$C, \text{ мкс}^{-1}$	4.4 ± 2.6	0.02 ± 0.01	60 ± 20	$0.150.08$
α	2.7 ± 0.2	4.8 ± 0.3	2.0 ± 0.1	$3.80.2$

Для образца 1 в отсутствие внешнего давления значение α близко к трем, что хорошо согласуется с полученными нами ранее данными (см., например, [2]) для данного образца. В то же время в случае образца 2 в отсутствие внешнего давления $\alpha \simeq 2$.

Следует отметить, что для более 10 образцов n - и p -типа кремния с концентрацией примеси $\lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, изученных нами ранее в условиях отсутствия внешнего давления, $\alpha \simeq 3$ [2]. То обстоятельство, что в случае образца 2 полученное в отсутствие внешнего давления значение α близко к двум, воз-

можно, свидетельствует о зависимости ν от взаимной ориентации оси кристалла и внешнего магнитного поля.

Как следует из данных, приведенных в таблице, в результате приложения внешнего статического давления параметр C в выражении для скорости релаксации магнитного момента АЦ уменьшается более чем на два порядка, а показатель степени α увеличивается примерно на две единицы.

Наблюдаемая зависимость скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра в кремнии от внешнего давления с теоретической точки зрения является понятной, хотя количественные расчеты данного эффекта до сих пор отсутствуют (ввиду их сложности). Согласно [9], четырехкратно вырожденное состояние эффективно взаимодействует с фононным полем в кристалле при отсутствии деформации. Это обуславливает высокую скорость релаксации магнитного момента АЦ даже при низких температурах. В случае же деформации кристалла под внешним давлением четырехкратно вырожденное состояние акцепторного центра расщепляется на два крамерсовских дублета (см. рис.3), взаимодействие которых с фононами резко ослаблено, и соответствен-

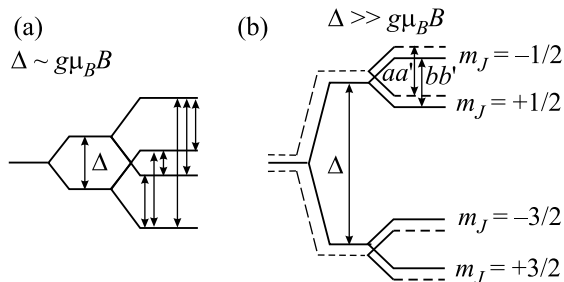


Рис.3. Расщепление основного состояния мелкого акцепторного центра в кремнии в магнитном поле B : (а) в отсутствие сжатия и (б) при одноосном сжатии кристалла (Δ – энергия деформации). Пунктирными линиями на (б) показано расщепление, возникающее в результате случайных внутренних напряжений

но скорость релаксации магнитного момента акцепторного центра уменьшается.

4. Заключение. Экспериментально показано, что вследствие одноосного сжатия кристалла при температурах $\lesssim 50$ К имеет место существенное изменение температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра. Для получения более детальной информации о влиянии внешнего давления на взаимодействие акцепторной

примеси в решетке кремния предполагается исследование зависимости скорости релаксации и сдвига частоты прецессии спина мюона от величины внешнего давления и от ориентации магнитного поля относительно оси кристалла.

Авторы выражают свою признательность В. С. Егорову (РНЦ “Курчатовский институт”) за предоставление образца тензодатчика и Н. Я. Мининой (кафедра физики низких температур МГУ) за подробную консультацию по использованию тензорезисторов для измерения напряжения кристалла.

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

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова ОИЯИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 02-02-16881.

1. T. N. Mamedov, I. L. Chaplygin, V. N. Duginov et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 2849 (1999).
2. Т. Н. Мамедов, А. В. Стойков, В. Н. Горелкин, ЭЧАЯ **33**, 1005 (2002).
3. T. N. Mamedov, D. Herlach, V. N. Gorelkin et al., *Physica* **B326**, 97 (2003).
4. Т. Н. Мамедов, Д. Г. Андрианов, Д. Герлах и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 25 (2004).
5. T. N. Mamedov, D. Andreica, D. G. Andrianov et al., *PSI Scientific Report III*, 115 (2002).
6. T. N. Mamedov, D. Andreica, D. G. Andrianov et al., *PSI Scientific Report III*, 123 (2003).
7. Belita Koiler, Xuedong Hu, and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B66**, 115201 (2002).
8. B. Golding фтв М. I. Dykman, <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/0309147> (2003).
9. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
10. G. Feher, J. C. Hensel, and E. A. Gere, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 309 (1960).
11. G. W. Ludwig and H. N. Woodbury, *Bull. Am. Phys. Soc.* **1**, 118 (1961).
12. R. Abela, C. Baines, X. Donath et al., *Нур. Int.* **87**, 1105 (1994).
13. А. Батурин, В. Н. Горелкин, *Труды XXXVII школы ПИЯФ* (в печати).
14. V. N. Gorelkin, T. N. Mamedov, and A. S. Baturin, *Physica* **B289-290**, 585 (2000).
15. H. Neubrand, *Phys. Stat. Sol. (b)* **86**, 269 (1978).