

## Релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в сильно легированном кремнии

Т. Н. Мамедов<sup>1)</sup>, Д. Г. Андрианов\*, Д. Герлах<sup>△</sup>, В. Н. Горелкин<sup>□</sup>, К. И. Грицай, В. Н. Дугинов, О. Корманн<sup>†</sup>, Я. Майор<sup>†</sup>, А. В. Стойков, У. Циммерман<sup>△</sup>

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

\* Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности "Гиредмет" 109017 Москва, Россия

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

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

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

Поступила в редакцию 30 мая 2001 г.

Приведены результаты исследований температурной зависимости остаточной поляризации отрицательных мюонов в кристаллическом кремнии с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и бора ( $4.1 \cdot 10^{18}$ ,  $1.34 \cdot 10^{19}$ ,  $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Установлено, что аналогично образцам кремния *n*- и *p*-типа с концентрациями примесей до  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в кремнии с высокой ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией примеси германия скорость релаксации  $\nu$  магнитного момента  $\mu$ Al-акцептора зависит от температуры как  $\nu \sim T^q$ ,  $q \approx 3$  при  $T = (5 - 30) \text{ К}$ . В образцах вырожденного кремния в данном диапазоне температур наблюдается увеличение абсолютного значения скорости релаксации и ослабление ее температурной зависимости. На основе полученных экспериментальных данных сделан вывод о том, что в вырожденном кремнии при  $T \lesssim 30 \text{ К}$  существенный вклад в релаксацию магнитного момента мелкого акцепторного центра вносит спин-обменное рассеяние свободных носителей заряда. Получены оценки величины эффективного сечения спин-обменного рассеяния дырок ( $\sigma_h$ ) и электронов ( $\sigma_e$ ) на акцепторном центре Al в Si:  $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_e \sim 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  при концентрации акцепторной (донорной) примеси  $n_a (n_d) \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

PACS: 71.55.Cn, 76.75.+i

В полупроводниках с кристаллической структурой алмаза мелкие акцепторные центры, в отличие от мелких доноров, как теоретически, так и экспериментально исследованы недостаточно [1]. Применение традиционных методов (ЭПР, ДЭПР) для исследования мелких акцепторов существенно ограничено из-за высокой скорости спин-решеточной релаксации магнитного момента акцептора и уширения линии резонанса случайными деформациями кристалла [2].

Использование отрицательных мюонов [3–6] позволяет существенно расширить возможности экспериментального исследования мелких акцепторных центров в кремнии.

При имплантации отрицательного мюона в кремний образовавшийся мюонный атом моделирует поведение акцепторной примеси алюминия –  $\mu$ Al. Поведение остаточной поляризации отрицательного мюона, находящегося на 1S-уровне мюонного атома, определяется сверхтонким взаимодействием ( $A_{hf}$  –

константа сверхтонкого взаимодействия) в мюонном атоме и взаимодействиями электронной оболочки мюонного атома со средой. Во внешнем поперечном спину мюона магнитном поле вследствие высокой скорости релаксации ( $\nu \gg A_{hf}$ ) магнитного момента  $\mu$ Al-акцептора прецессия вектора поляризации происходит на частоте, близкой к частоте прецессии спина свободного мюона, и имеют место релаксация ( $\lambda$  – скорость релаксации) и парамагнитный сдвиг частоты прецессии ( $\Delta\omega$ ) спина мюона. Связь между измеряемыми в эксперименте параметрами поляризации спина мюона ( $\lambda$ ,  $\Delta\omega$ ) и параметрами ( $A_{hf}$ ,  $\nu$ ), характеризующими взаимодействия парамагнитного акцепторного центра, в модели изотропного сверхтонкого взаимодействия устанавливается соотношениями [7]

$$\lambda = \frac{j(j+1)}{3} \left( \frac{A_{hf}^2}{\nu} + \frac{A_{hf}^2 \nu}{\nu^2 + \omega_e^2} \right), \quad (1)$$

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

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

где  $\Delta\omega = \omega(T) - \omega_0$  ( $\omega_0$  – угловая частота прецессии спина мюона в диамагнитном состоянии мюонного атома);  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\mu_B$  и  $\mu_B^\mu$  – магнетон Бора для электрона и мюона, соответственно;  $g$  –  $g$ -фактор акцепторного центра;  $\omega_e = g\mu_B B/\hbar$  – угловая частота прецессии магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра во внешнем магнитном поле  $B$ ;  $T$  – температура в Кельвинах. Для мелкого акцепторного центра в кремнии  $j = 3/2$  [8],  $g = -1.07$  [9].

Ранее [4–6] нами было установлено, что релаксация магнитного момента  $\mu\text{Al}$ -акцептора в невырожденном кремнии обусловлена спин-решеточным взаимодействием, и скорость релаксации зависит от температуры как  $\nu \sim T^q$ ,  $q \approx 3$ . В  $n$ - и  $p$ -типа кремнии при концентрациях примеси выше  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и абсолютной величины скорости релаксации и ослабление ее температурной зависимости. Было предположено, что в вырожденном полупроводнике при низких температурах увеличение скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра обусловлено спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда. Целью настоящей работы было выяснение механизмов релаксации магнитного момента акцептора в сильно легированном полупроводнике.

Была исследована температурная зависимость параметров остаточной поляризации отрицательных мюонов для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\rho = 60 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) и бора ( $4.1 \cdot 10^{18}$ ,  $1.34 \cdot 10^{19}$ ,  $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Германий, как и кремний, принадлежит к IV группе элементов Таблицы Менделеева; во внешней электронной оболочке атомов этих элементов имеются по четыре валентных электрона. В отличие от примесей элементов III и V групп, примесь германия не приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда в кремнии по сравнению с “чистыми” образцами, в которых при низких температурах концентрация свободных носителей заряда незначительна. Поэтому сравнение результатов исследований для кремния с примесью германия и кремния с концентрациями атомов III и V групп порядка  $n_c$  ( $n_c$  – критическая концентрация, соответствующая переходу диэлектрик – металл), позволяет разделить вклады в релаксацию магнитного момента акцептора, обусловленные взаимодействием со свободными носителями заряда и с кристаллической решеткой. При концентрации атомов III и V групп, равной и превышающей  $n_c$ , концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике примерно равна концентрации примесных атомов. В зависимости от атома примеси  $n_c$  для кремния меняется от  $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [10].

Измерения были выполнены на спектрометрах “Stuttgart LFQ spectrometer” [11] и GPD [12] на мюонных пучках  $\mu\text{E4}$  и  $\mu\text{E1}$  ускорителя протонов Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Исследуемые образцы вырезались из монокристаллов кремния в форме дисков (диаметром  $\sim 30$  мм и высотой до 15 мм) и устанавливались так, чтобы ось диска совпадала с осью пучка мюонов. Поперечное спину мюона магнитное поле на образце создавалось кольцами Гельмгольца и составляло 0.1 Тл. Долговременная стабильность магнитного поля была не хуже, чем  $10^{-4}$ . Температура образцов стабилизировалась с точностью 0.1 К в диапазоне 4.2 – 300 К.

Процедура восстановления функции поляризации отрицательного мюона из экспериментальных  $\mu^- \text{SR}$ -спектров подробно описана в работе [4]. Напомним (см. [4]), что в парамагнитном состоянии акцепторного центра функция поляризации спина мюона имеет вид (рассматривается случай, когда образец находится во внешнем, поперечном спину мюона, магнитном поле)

$$p(t) = p_0 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \phi), \quad (3)$$

где  $p_0$  – поляризация в нулевой момент времени (остаточная поляризация отрицательного мюона на  $1S$ -уровне мюонного атома);  $\lambda$ ,  $\omega$  и  $\phi$  – соответственно скорость релаксации, частота и начальная фаза прецессии спина мюона.

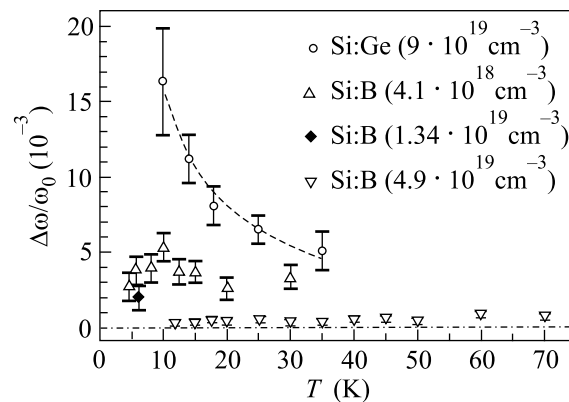


Рис.1. Температурные зависимости сдвига частоты прецессии мюона для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и бора ( $4.1 \cdot 10^{18}$ ,  $1.34 \cdot 10^{19}$ ,  $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Пунктирная линия – зависимость  $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$

Экспериментальные данные по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона для исследованных образцов кремния представлены на рис.1. (В качестве  $\omega_0$  принята частота прецессии спина мюона при комнатной температуре.) Из рисунка видно, что для образца с примесью германия

сдвиг частоты увеличивается с понижением температуры. В результате фитирования данных для образца с примесью германия зависимостью (2) была определена константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном мюонным атомом:  $A_{hf}/2\pi$  составляет  $23.6 \pm 1.5$  МГц, что согласуется со средним значением ( $26.5 \pm 2.3$  МГц) константы сверхтонкого взаимодействия для более чем десяти, исследованных нами ранее [4–6], образцов *n*- и *p*-типа кремния с концентрациями примеси до  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. (При усреднении экспериментальных данных [4–6] ошибка величины  $A_{hf}/2\pi$  вычислялась, как средне-взвешенное квадратическое отклонение полученных значений относительно их среднего значения.)

Для образца кремния с примесью бора ( $4.1 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) сдвиг частоты прецессии спина мюона при  $T \lesssim 30$  К в среднем составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  и в пределах экспериментальных ошибок скорее не зависит от температуры. При концентрации бора выше  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> сдвиг частоты прецессии в пределах экспериментальных ошибок близок к нулю.

Наблюдаемое в настоящей работе уменьшение абсолютной величины сдвига частоты прецессии спина мюона в кремнии с примесью бора коррелирует с поведением [13, 14] статической парамагнитной восприимчивости акцепторных (донорных) примесей в кремнии, когда их концентрация  $n_a(n_d)$  порядка и выше  $n_c$ .

Релаксация спина мюона ( $\lambda$ ) была обнаружена лишь для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) и бора ( $4.1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Экспериментальные данные  $\lambda(T)$  были аппроксимированы зависимостью (1) в предположении, что  $\nu$  зависит от температуры как  $\nu = C \cdot \tilde{T}^q$ ,  $\tilde{T} = T/1$  К. Значения  $q$  оказались равными  $2.87 \pm 0.16$  и  $0.7 \pm 0.2$  для образцов с примесью германия и бора, соответственно. Величина показателя степенной зависимости  $q$  для образца кремния с примесью германия, несмотря на очень высокую концентрацию Ge, в пределах ошибки совпадает со значениями  $q \approx 3$ , полученными ранее для более десятка образцов кремния с разными (P, B, As, Al, Ga) примесями, концентрация которых составляла не более  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В случае кремния с примесью бора  $4.1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> наблюдается существенное ослабление температурной зависимости  $\nu$  по сравнению  $T^3$ -зависимостью. Аналогичное ослабление температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцептора ранее наблюдалось в работах [5, 6] для *n*- и *p*-типа кремния с концентрациями примеси  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Для наглядности на рис. 2 для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) и бора ( $4.1 \times$

$\times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) приведены зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\nu$  от температуры. Величина  $\nu$  вычислялась на основе экспериментальных данных по скорости релаксации спина мюона по формуле (1) при  $A_{hf}/2\pi = 26.5$  МГц. На рис. 2 также представлены рассчитанные по экспериментальным данным работы [5] значения  $\nu$  для кремния с примесью фосфора ( $4.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Прямые линии на рисунке соответствуют зависимостям вида  $\nu = C \cdot \tilde{T}^q$ ; сплошная линия – усредненная (по данным работ [4–6]) температурная зависимость  $\nu(T)$  для образцов кремния с концентрациями примеси *n*- и *p*-типа менее  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>:  $C \approx 9 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>,  $q = 2.86 \pm 0.26$ . В качестве ошибки параметра  $q$  приведено средне-взвешенное квадратическое отклонение результатов отдельных измерений  $q$  относительно их среднего значения.

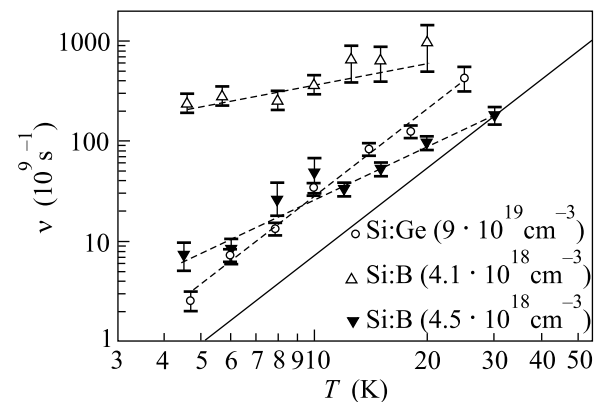


Рис. 2. Температурные зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\nu$  для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), бора ( $4.1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и фосфора ( $4.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Прямые линии – зависимости вида  $\nu = C \cdot \tilde{T}^q$ ; сплошная прямая – усредненная зависимость  $\nu(T)$  для образцов *n*- и *p*-типа кремния с концентрациями примесей до  $2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>

Аналогичный, близкий к  $T^3$ , характер температурной зависимости  $\nu$  в образцах кремния с  $n_a(n_d) \lesssim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и в кремнии с высокой ( $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) концентрацией изоэлектронной примеси, и вместе с тем существенное отклонение  $\nu$  от  $T^3$ -зависимости при  $n_a(n_d) \sim n_c$  свидетельствуют о том, что в первом случае релаксация магнитного момента акцепторного центра обусловлена спин-решеточным взаимодействием, а во втором случае существенный вклад в релаксацию вносит спин-обменное рассеяние носителей заряда на акцепторе.

Скорость спин-обменного рассеяния свободных носителей заряда на парамагнитном центре в вырож-

Значения параметров  $C_1$  и  $C_2$  и оценки эффективного сечения спин-обменного рассеяния дырок  $\sigma_h$  и электронов  $\sigma_e$  на парамагнитном акцепторном центре Al в Si

Образец	$C_1, 10^9 \text{ с}^{-1}$	$C_2, 10^6 \text{ с}^{-1}$	$\sigma_h, \text{ см}^2$	$\sigma_e, \text{ см}^2$
Si:B ( $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )	$42 \pm 4$	9*	$\sim 10^{-13}$	-
Si:P ( $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )	$2.4 \pm 0.4$	$4.9 \pm 1.2$	-	$\sim 8 \cdot 10^{-15}$

При обработке величина  $C_2$  была фиксирована согласно среднему значению данного параметра для образцов  $n$ - и  $p$ -типа кремния с концентрациями примеси до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

денном полупроводнике, как и в металле, пропорциональна первой степени температуры:

$$\nu = \beta \hbar^{-1} n^{2/3} \sigma k_B T, \quad (4)$$

где  $\sigma$  – эффективное сечение спин-обменного рассеяния;  $n$  – концентрация примеси;  $\beta$  – численный коэффициент (для кремния  $\beta \approx 1$  [15]).

Соответственно, для вырожденных образцов кремния температурная зависимость скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра может быть представлена в виде

$$\nu(T) = C_1 \cdot \tilde{T} + C_2 \cdot \tilde{T}^3, \quad \tilde{T} = T/1 \text{ К}. \quad (5)$$

Значения параметров  $C_1$  и  $C_2$ , полученные при описании зависимостью (5) экспериментальных данных для вырожденных образцов кремния, представленных на рис.2, приведены в таблице. Там же представлены эффективные сечения спин-обменного рассеяния дырок ( $\sigma_h$ ) и электронов ( $\sigma_e$ ) на акцепторном центре Al в Si, вычисленные из соотношения (4) по значениям  $C_1$ .

Из таблицы видно, что при приблизительно равных концентрациях акцепторной примеси бора и донорной примеси фосфора ( $[B] \sim [P] \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) эффективное сечение спин-обменного рассеяния дырок на акцепторе составляет  $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$  и более чем на порядок превосходит сечение рассеяния для электронов. Нам неизвестны экспериментальные работы, где были бы определены эффективные сечения спин-обменного рассеяния носителей заряда на мелком примесном центре в кремнии. Для сравнения приведем величину  $\sigma$ , полученную в работе [16] для рассеяния электронов проводимости на парамагнитном центре Fe в Si, который является глубоким донором:  $\sigma_e(\text{Fe}) \sim 10^{-14} \text{ см}^2$ . Полученные в настоящей работе эффективные сечения  $\sigma_h(\text{Al})$  и  $\sigma_e(\text{Al})$  не противоречат данным [16] для  $\sigma_e(\text{Fe})$ , так как в случае мелкого акцепторного центра эффективное сечение спин-обменного рассеяния носителей заряда может быть больше, вследствие больших размеров области, в которой локализована дырка.

Таким образом, в настоящей работе экспериментально показано, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невyroжденный

полупроводник, изоэлектронная примесь) релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при  $T \lesssim 30 \text{ К}$  обусловлена спин-решеточным взаимодействием и скорость релаксации зависит от температуры как  $\nu \sim T^q$ ,  $q \approx 3$ . В вырожденном кремнии релаксация магнитного момента акцептора при  $T \lesssim 30 \text{ К}$  практически определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда. Получены оценки величины эффективного сечения спин-обменного рассеяния дырок ( $\sigma_h$ ) и электронов ( $\sigma_e$ ) на акцепторном центре Al в Si.

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

1. G.D. Watkins, ФТТ **41**, 826 (1999).
2. Дж. Людвиг, Г. Вудбери, *Электронный спиновый резонанс в полупроводниках*, М.: Мир, 1964.
3. В. Н. Горелкин, В. П. Смилга, ЖЭТФ **66**, 1201 (1974).
4. T.N. Mamedov, I.L. Chaplygin, V.N. Duginov et al., J.Phys.: Condens.Matter **11**, 2849 (1999).
5. T.N. Mamedov, K.I. Gritsaj, A.V. Stoykov et al., Physica **B289-290**, 574 (2000).
6. Т. Н. Мамедов, Д. Г. Андрианов, Д. Герлах и др., Препринт ОИЯИ P14-2000-151 (2000).
7. V.N. Gorelkin, T.N. Mamedov, and A.S. Baturin, Physica **B289-290**, 585 (2000).
8. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
9. H. Neubrand, Phys. Stat. Sol. (b) **86**, 269 (1978).
10. P.Ph. Edwards, M.J. Sienko, Phys. Rev. **B17**, 2575 (1978).
11. R. Scheuermann, J. Schmidl, A. Seeger et al., Нур. Int. **106**, 295 (1997).
12. R. Abela, C. Baines, X. Donath et al., Нур. Int. **87**, 1105 (1994).
13. M.P. Sarachik, D.R. He, W. Le, and M. Levy, Phys. Rev. **B31**, 1469 (1985).
14. A. Roy, M. Turner, and M.P. Sarachik, Phys. Rev. **B37**, 5522 (1988); A. Roy and M.P. Sarachik, Phys. Rev. **B37**, 5531 (1988).
15. Ю. Г. Семенов, ФТТ **22**, 3190 (1980).
16. М. Ф. Дейген, В. Я. Братусь, Б. Е. Бугмейстер и др., ЖЭТФ **69**, 2110 (1975).