

P14-2001-83

Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов¹, Д.Герлах²,
В.Н.Горелкин³, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов, О.Корманн⁴,
Я.Майор^{4,5}, А.В.Стойков, У.Циммерман²

**РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА
МЕЛКОГО АКЦЕПТОРНОГО ЦЕНТРА
В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ**

Направлено в «Письма в ЖЭТФ»

¹Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Москва

²Институт Пауля Шеррера, Виллиген, Швейцария

³Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

⁴Институт Макса Планка, Штутгарт, Германия

⁵Штутгартский университет, Институт прикладной и теоретической физики, Штутгарт, Германия

Введение

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].

В теоретической работе [3], посвященной поведению поляризации отрицательных мюонов в конденсированных средах, было обращено внимание на то, что μ^- SR-метод может оказаться хорошим инструментом для исследования примесных атомов в полупроводниках. Было показано, что использование этого метода позволяет исследовать релаксацию магнитных моментов электронных оболочек акцепторных центров и получать, таким образом, информацию о быстрых ($10^{-12} - 10^{-8}$ с) процессах в полупроводниках, о константе сверхтонкого взаимодействия примесных атомов, о рассеянии носителей заряда на парамагнитных центрах и т.д.

Имплантированный в среду отрицательный мюон замедляется и захватывается на высоковозбужденный уровень атома среды. В конденсированной среде за время меньшее, чем 10^{-10} с, мюон совершает оже- и радиационные переходы и достигает основного состояния в атоме. Так как радиус 1S-орбиты мюона примерно в 207 раз меньше радиуса электронной K-оболочки, то мюон экранирует единицу заряда ядра и с точки зрения строения электронной оболочки мюонный атом является аналогом атома с зарядом ядра $Z - 1$ (где Z – заряд ядра атома, захватившего мюон). По достижении 1S-состояния мюон сохраняет часть своей начальной поляризации. Экспериментально можно следить за изменением поляризации мюона за время $10^{-8} - 10^{-5}$ с и тем самым изучать сверхтонкое взаимодействие спина мюона с электронной оболочкой мюонного атома и взаимодействия электронной оболочки со средой.

При имплантации отрицательного мюона в кремний образовавшийся мюонный атом моделирует поведение акцепторной примеси алюминия – ${}_{\mu}\text{Al}$. Поведение остаточной поляризации отрицательного мюона, находящегося на 1S-уровне мюонного атома, определяется состоянием электронной оболочки данного атома и ее взаимодействием со средой. Теоретическое рассмотрение кинетики формирования мюонного атома в кремнии [4] показывает, что в области температур ниже ~ 30 К за время

$\lesssim 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ происходит формирование мелкого акцепторного центра в неионизованном (парамагнитном) состоянии $-\mu\text{Al}^0$. Для парамагнитного акцепторного центра в недеформированном кремнии характерна высокая ($> 10^9 \text{ с}^{-1}$) скорость релаксации его магнитного момента [2]. При условии $\nu \gg A_{\text{hf}}$ (где ν – скорость релаксации магнитного момента акцептора, A_{hf} – константа сверхтонкого взаимодействия) сверхтонкая связь спина мюона и электронной оболочки неэффективна (“разорвана”). В этом случае, во внешнем поперечном спину мюона магнитном поле, прецессия вектора поляризации происходит на частоте, близкой к частоте прецессии спина свободного мюона, и имеют место релаксация (λ – скорость релаксации) и парамагнитный сдвиг частоты прецессии ($\Delta\omega$) спина мюона. Связь между измеряемыми в эксперименте параметрами поляризации спина мюона (λ , $\Delta\omega$) и параметрами (A_{hf} , ν), характеризующими взаимодействия парамагнитного акцепторного центра, в модели изотропного сверхтонкого взаимодействия устанавливается соотношениями [5]

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

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

где $\Delta\omega = \omega(T) - \omega_0$ (ω_0 – угловая частота прецессии спина мюона в диамагнитном состоянии мюонного атома); $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка; k_B – постоянная Больцмана; μ_B и μ_B^μ – магнетон Бора для электрона и мюона соответственно; g – g -фактор 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 $j = 3/2$ [6], $g = -1.07$ [7].

Ранее [8–11] нами было установлено, что релаксация магнитного момента μAl -акцептора в невырожденном кремнии обусловлена спин-решеточным взаимодействием и скорость релаксации зависит от температуры, как $\nu \sim T^q$, $q \approx 3$. В кремнии n - и p -типа при концентрациях примеси выше $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T \lesssim 50 \text{ К}$ наблюдалось [11] увеличение 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 в сильно легированном полупроводнике.

1 Постановка задачи

Германий, как и кремний, принадлежит к IV группе элементов Периодической 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 группы, 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 $\sim 3 \cdot 10^{18}$ до $\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [12].

2 Измерения и обработка экспериментальных данных

Была исследована температурная зависимость параметров остаточной поляризации отрицательных мюонов для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\rho = 60 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), бора ($4.1 \cdot 10^{18}$, $1.34 \cdot 10^{19}$, $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Измерения были выполнены на спектрометрах “Stuttgart LFQ spectrometer” [13] и GPD [14] на мюонных пучках $\mu E4$ и $\mu E1$ ускорителя протонов Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Исследуемые образцы вырезались из монокристаллов кремния в форме дисков (диаметром ~ 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 μ^- -SR-спектров подробно описана в работе [9]. Напомним (см. [9]), что в парамагнитном состоянии акцепторного центра поляризация спина мюона зависит от времени (рассматривается случай, когда образец находится во внешнем, поперечном спину мюона, магнитном поле), как

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

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

Однако, как было показано в работах [9, 10], в случае высокой концентрации электронов в зоне проводимости (кремний n -типа при $n_d \sim n_c$) возможен захват электрона нейтральным акцептором и ионизация акцептора со скоростью ν_{tr} , что приводит к появлению нерелаксирующего компонента в функции поляризации, соответствующего диамагнитному состоянию электронной оболочки акцептора. Относительная амплитуда нерелаксирующего компонента определяется соотношением скоростей λ и ν_{tr}

$$p(t) = p_0 \left[A_1 e^{-\tilde{\lambda} t} \cos(\omega t + \phi) + A_2 \cos(\omega_0 t + \phi_0) \right], \quad (4)$$

где $\tilde{\lambda} = \lambda + \nu_{tr}$; A_1 и A_2 – относительные амплитуды релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации ($A_1 = \lambda/(\lambda + \nu_{tr})$, $A_2 = \nu_{tr}/(\lambda + \nu_{tr})$, $A_1 + A_2 = 1$); ω_0 и ϕ_0 – частота и начальная фаза прецессии для нерелаксирующего компонента поляризации.

При обработке экспериментальных данных для образца кремния с примесью фосфора ($1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) функция поляризации принималась в виде (4), а для остальных образцов – в виде (3). Полученные значения $\tilde{\lambda}$ и A_2 при температурах $T \leq 9 \text{ К}$ для кремния с примесью фосфора $1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ представлены в табл. 1. Как следует из таблицы, амплитуда релаксирующего компонента поляризации $A_1 = (1 - A_2)$ с увеличением

температуры значительно уменьшается. При $T \geq 11$ К разделение компонентов поляризации не представляется возможным. При температурах выше 17 К в спектрах практически отсутствует релаксирующий компонент и амплитуда нерелаксирующего компонента поляризации равна ее значению при комнатной температуре (см. рис.1). В последней колонке табл. 1 приведена величина ν_{tr} , вычисленная по соотношению $\nu_{tr} = \tilde{\lambda} \cdot A_2$ и данным $\tilde{\lambda}$ и A_2 . Хотя точность определения $\tilde{\lambda}$ и, следовательно, ν_{tr} невысока, из таблицы следует, что ν_{tr} зависит от температуры слабее, чем $\tilde{\lambda}$. Величина ν_{tr} для данного образца согласуется с результатом [10], где для кремния с примерно в 2.5 раза меньшей концентрацией примеси фосфора значение ν_{tr} составило ~ 1 мкс⁻¹ в диапазоне температур 4.2–10 К. Таким образом, полученные в работе результаты соответствуют представлению о том, что в вырожденном кремнии *n*-типа происходит захват электронов проводимости и ионизация акцепторного центра со скоростью, сравнимой со скоростью релаксации спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра.

Таблица 1: Величина $\tilde{\lambda} = \lambda + \nu_{tr}$ и относительная амплитуда нерелаксирующего компонента поляризации спина мюона (A_2) для кремния с концентрацией примеси фосфора $1.14 \cdot 10^{19}$ см⁻³

$T, \text{ К}$	$\tilde{\lambda}, \text{ мкс}^{-1}$	A_2	$\nu_{tr}, \text{ мкс}^{-1}$
5.1	14 ± 6	0.40 ± 0.03	5.6 ± 2.6
7	6.6 ± 2.3	0.50 ± 0.06	3.3 ± 1.2
9	4.0 ± 2.6	0.72 ± 0.05	2.9 ± 1.9

В отличие от образца кремния с примесью фосфора ($1.14 \cdot 10^{19}$ см⁻³), в кремнии с примесью германия и бора ($4.1 \cdot 10^{18}$ см⁻³) наблюдается только релаксирующий компонент поляризации, а также сдвиг частоты прецессии спина мюона при температурах ниже 35 К (см. рис. 2,3). В кремнии с концентрацией примеси бора $1.34 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $4.9 \cdot 10^{19}$ см⁻³ релаксация спина мюона не наблюдается. Последний из образцов был исследован более подробно при $T \leq 70$ К. Сдвиг частоты прецессии в данном образце близок к нулю. Для образца с примесью $1.34 \cdot 10^{19}$ см⁻³ атомов бора измерения были проведены лишь при температурах 6.2 и 300 К.

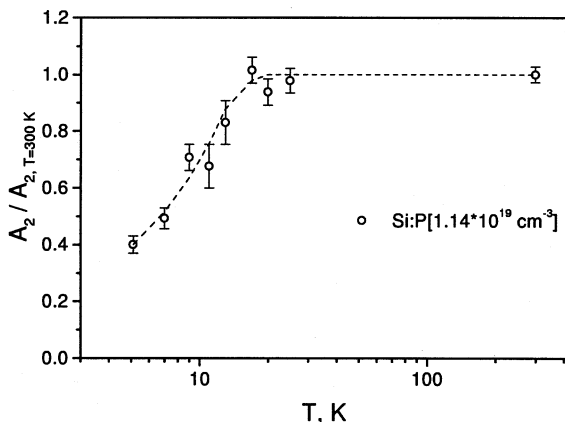


Рис. 1: Температурная зависимость амплитуды (A_2) нерелаксирующего компонента поляризации отрицательных мюонов в образце кремния с примесью фосфора $1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (пунктирная линия проведена для наглядности)

3 Обсуждение результатов

Зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона от температуры для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и бора ($4.1 \cdot 10^{18}$, $1.34 \cdot 10^{19}$, $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) представлены на рис. 2. (В качестве ω_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: $A_{\text{hf}}/2\pi$ составляет $23.6 \pm 1.5 \text{ МГц}$, что согласуется со средним значением ($26.5 \pm 2.3 \text{ МГц}$) константы сверхтонкого взаимодействия более чем для десяти исследованных нами ранее [8–11] образцов кремния *n*- и *p*-типа с концентрациями примеси до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. (При усреднении экспериментальных данных [8–11] погрешность величины $A_{\text{hf}}/2\pi$ вычислялась как средневзвешенное квадратическое отклонение полученных значений относительно их среднего значения.)

Константа сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра, образованного атомом ^{27}Al в Si, может быть определена, как

$$A_{\text{hf}}(^{27}\text{Al})/2\pi = (A_{\text{hf}}(\mu\text{Al})/2\pi) \cdot \frac{\mu_{\text{N}}}{\mu_{\mu}} \cdot \frac{S_{\mu}}{I_{\text{N}}} = -2.2 \pm 0.2 \text{ МГц},$$

где μ_{N} и I_{N} – магнитный момент и спин ядра атома ^{27}Al ($\mu_{\text{N}} = +3.64 \mu_{\text{B}}^{\text{N}}$, $I_{\text{N}} = 5/2$ [15], $\mu_{\text{B}}^{\text{N}}$ – ядерный магнетон Бора); μ_{μ} и S_{μ} – магнитный момент и спин мюона.

Отметим, что значения $A_{\text{hf}}(\mu\text{Al})$ и $A_{\text{hf}}(^{27}\text{Al})$ определены в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия.

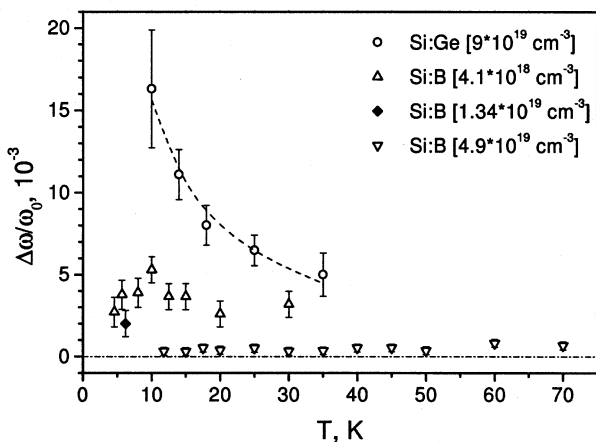


Рис. 2: Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и бора ($4.1 \cdot 10^{18}$, $1.34 \cdot 10^{19}$, $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Пунктирная линия – зависимость $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$

Для образца кремния с примесью бора ($4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) сдвиг частоты прецессии спина мюона при $T \lesssim 30 \text{ К}$ в среднем составляет $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ и в пределах экспериментальных погрешностей, скорее, не зависит от температуры. При $T = 10 \text{ К}$ сдвиг частоты для данного образца примерно в 4 раза меньше парамагнитного сдвига частоты для образца с примесью германия. Наблюдаемое в настоящей работе поведение сдвига частоты прецессии спина мюона в кремнии с концентрацией примеси бора порядка критической концентрации n_c , соответствующей переходу

диэлектрик – металл (для Si:B $n_c = 4.06 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [16]), коррелирует с поведением статической парамагнитной восприимчивости акцепторных (донорных) примесей в кремнии, когда их концентрация $n_a(n_d)$ близка к n_c . Так, по данным [17, 18] парамагнитная восприимчивость (χ), отнесенная к одному атому акцепторной (донорной) примеси, зависит от температуры, как $\chi \sim C \cdot T^{-\alpha}$, где коэффициент C и показатель степенной зависимости α ($\alpha < 1$) уменьшаются с повышением концентрации примесных центров. Для кремния p -типа, согласно [17], χ при $T = 10 \text{ К}$ уменьшается в 5-8 раз при увеличении концентрации бора от $3.6 \cdot 10^{17}$ до $4.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а величина α при концентрации бора $4.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет ~ 0.2 . Уменьшение абсолютной величины χ и ослабление ее температурной зависимости по сравнению с $1/T$ -законом Кюри при концентрации примеси, близкой к n_c , подробно обсуждаются в [17, 18].

При концентрации бора $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ кремний обладает проводимостью металлического типа. Сдвиг частоты прецессии в этом случае может быть обусловлен взаимодействием спина мюона со свободными носителями заряда, поляризующимися во внешнем магнитном поле (сдвиг Найта). Данные настоящих измерений ($\Delta\omega/\omega_0 = (4.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-4}$ при $T = 5 - 70 \text{ К}$) не противоречат известным экспериментальным данным по величине сдвига Найта (K) в кремнии с примесью атомов бора, превышающей $2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$: $K \approx 6 \cdot 10^{-5}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ [19].

На рис.3 представлены экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона λ для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и бора ($4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Приведенные на рисунке данные были аппроксимированы зависимостью (1) в предположении, что ν зависит от температуры, как $\nu(T) = C \cdot \tilde{T}^q$, $\tilde{T} = T/1 \text{ К}$. Значения q оказались равными 2.87 ± 0.16 и 0.7 ± 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 погрешности 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 10^{17} см^{-3} . В случае кремния с примесью бора $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдается существенное ослабление температурной зависимости ν по сравнению с T^3 -зависимостью. Аналогичное ослабление температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцептора ранее наблюдалось в работах [10, 11] для кремния n - и p -типа с концентрациями примеси $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

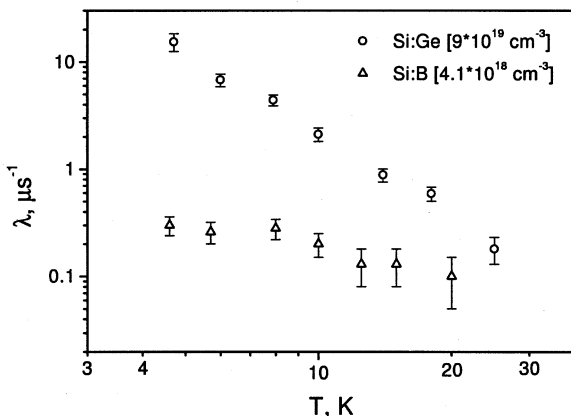


Рис. 3: Температурные зависимости скорости релаксации спина мюона λ для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и бора ($4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

Для наглядности на рис.4 для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и бора ($4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) приведены зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра ν от температуры. Величина ν вычислялась на основе экспериментальных данных по скорости релаксации спина мюона по формуле (1) при $A_{\text{hf}}/2\pi = 26.5 \text{ МГц}$. На рис. 4 также представлены рассчитанные по экспериментальным данным работы [10] значения ν для кремния с примесью фосфора ($4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Прямые линии на рисунке соответствуют зависимостям вида $\nu = C \cdot T^q$; сплошная прямая – усредненная (по данным работ [8–11]) температурная зависимость $\nu(T)$ для образцов кремния с концентрациями примеси n - и p -типа менее $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$: $C \approx 9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $q = 2.86 \pm 0.26$. В качестве погрешности параметра q приведено средневзвешенное квадратическое отклонение результатов отдельных измерений q относительно их среднего значения.

Аналогичный, близкий к T^3 , характер температурной зависимости ν в образцах кремния с $n_a(n_d) \lesssim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и в кремнии с высокой ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) концентрацией изоэлектронной примеси и вместе с тем существенное отклонение ν 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

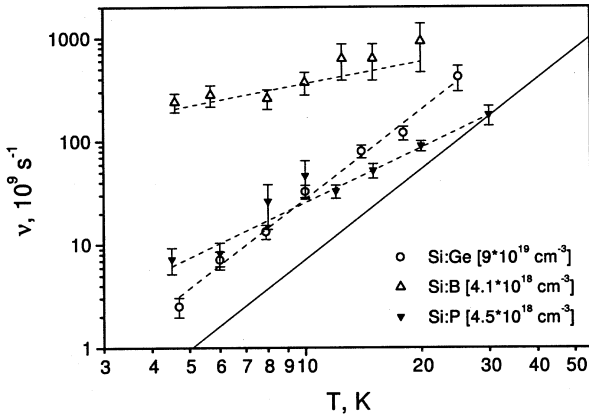


Рис. 4: Температурные зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра ν для образцов кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), бора ($4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Прямые линии – зависимости вида $\nu(T) = C \cdot \tilde{T}^q$; сплошная прямая – усредненная зависимость $\nu(T)$ для образцов кремния n - и p -типа с концентрациями примесей до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

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 вырожденном полупроводнике, как и в металле, пропорциональна первой степени температуры

$$\nu = \beta \hbar^{-1} n^{2/3} \sigma k_B T, \quad (5)$$

где σ – эффективное сечение спин-обменного рассеяния; n – концентрация примеси; β – численный коэффициент (для кремния $\beta \approx 1$ [20]).

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

$$\nu(T) = C_1 \cdot \tilde{T} + C_2 \cdot \tilde{T}^3, \quad \tilde{T} = T/1 \text{ К}. \quad (6)$$

Значения параметров C_1 и C_2 , полученные при описании зависимостью (6) экспериментальных данных для вырожденных образцов крем-

ния, представленных на рис. 4, приведены в табл. 3. Там же указаны эффективные сечения спин-обменного рассеяния дырок (σ_h) и электронов (σ_e) на акцепторном центре Al в Si, вычисленные из соотношения (5) по значениям C_1 .

Таблица 2: Значения параметров C_1 и C_2 и оценки сечения спин-обменного рассеяния дырок σ_h и электронов σ_e на парамагнитном акцепторном центре Al в Si (* – при обработке величина C_2 была фиксирована согласно среднему значению данного параметра для образцов кремния n - и p -типа с концентрациями примеси до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$)

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 ± 4	9*	$\sim 10^{-13}$	-
Si:P ($4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)	2.4 ± 0.4	4.9 ± 1.2	-	$\sim 8 \cdot 10^{-15}$

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 σ , полученную в работе [21] 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 [21] 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.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально показано, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невырожденный полупроводник, изоэлектронная примесь) релаксация магнит-

ного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при $T \lesssim 30$ 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 $T \lesssim 30$ К практически определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда. Получены оценки величины сечения спин-обменного рассеяния дырок (σ_h) и электронов (σ_e) на акцепторном центре Al в Si: $\sigma_h \sim 10^{-13}$ см², $\sigma_e \sim 8 \cdot 10^{-15}$ см² при концентрации акцепторной (донорной) примеси $n_a(n_d) \sim 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

В модели изотропного сверхтонкого взаимодействия определена константа сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра Al в Si: $A_{hf}(Al)/2\pi = -2.2 \pm 0.2$ МГц при $n_a(n_d) \lesssim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

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

Список литературы

- [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] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, D.V.Rubtsov, Нур. Int. **C1**, 191 (1996).
- [5] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, A.S.Baturin, Physica B **289-290**, 585 (2000).
- [6] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
- [7] H. Neubrand, Phys. Stat. Sol. (b) **86**, 269 (1978).
- [8] Т.Н.Мамедов, В.Н.Горелкин, В.Г.Гребинник и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 539 (1996).
- [9] T.N.Mamedov, I.L.Chaplygin, V.N.Duginov et al., J. Phys.: Condens. Matter **11**, 2849 (1999).

- [10] Т.Н.Мамедов, К.И.Грицай, А.В.Стойков и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 637 (2000);
T.N.Mamedov, K.I.Gritsaj, A.V.Stoykov et. al., Physica B **289-290**, 574 (2000).
- [11] Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах и др.,
Препринт ОИЯИ Р14-2000-151, Дубна (2000).
- [12] P.Ph.Edwards, M.J.Sienko, Phys. Rev. B **17**, 2575 (1978).
- [13] R.Scheuermann, J.Schmidl, A.Seeger et al., Нур. Int. **106**, 295 (1997).
- [14] R.Abel, C.Baines, X.Donath et al., Нур. Int. **87**, 1105 (1994).
- [15] *Физические величины*, Справочник, 1991, М.: Энергоатомиздат.
- [16] P.Dai, Y.Zhang, M.P.Sarachik, Phys. Rev. Lett. **66**, 1914 (1991).
- [17] M.P.Sarachik, D.R.He, W.Le, M.Levy, Phys. Rev. B **31**, 1469 (1985).
- [18] A.Roy, M.Turner, M.P.Sarachik, Phys. Rev. B **37**, 5522 (1988);
A.Roy, M.P.Sarachik, Phys. Rev. B **37**, 5531 (1988).
- [19] R.K.Sundfors, D.F.Holcomb, Phys. Rev. **136**, n.3A, A810 (1964).
- [20] Ю.Г.Семенов, ФТТ **22**, 3190 (1980).
- [21] М.Ф.Дейген, В.Я.Братусь, Б.Е.Бугмейстер и др., ЖЭТФ **69**, 2110 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 2001 года.

Мамедов Т.Н. и др.

P14-2001-83

Релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра
в сильно легированном кремнии

Приведены результаты исследований температурной зависимости остаточной поляризации отрицательных мюонов в кристаллическом кремнии с примесью германия, бора и фосфора, выполненных в поперечном спину мюона магнитном поле, равном 0,1 Тл, в диапазоне температур 4,2–300 К.

Установлено, что аналогично образцам кремния *n*- и *p*-типа с концентрациями примесей до $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в кремнии с высокой концентрацией примеси германия ($9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) скорость релаксации ν магнитного момента μAl -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.

Сделан вывод о том, что в вырожденном кремнии при $T \leq 30 \text{ К}$ существенный вклад в релаксацию магнитного момента мелкого акцепторного центра вносит спин-обменное рассеяние свободных носителей заряда на акцепторе. Получены оценки величины эффективного сечения спин-обменного рассеяния дырок и электронов на акцепторном центре Al в Si.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Mamedov T.N. et al.

P14-2001-83

Relaxation of the Shallow Acceptor Center Magnetic Moment
in a Highly Doped Silicon

Results on the temperature dependence of the residual polarization of negative muons in crystalline silicon with germanium, boron and phosphorus impurities are presented. The measurements were carried out in a magnetic field of 0.1 T transverse to the direction of the muon spin in the temperature range 4.2–300 K.

It is found that in a silicon sample with a high concentration of germanium impurity ($9 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), as in the samples of *n*- and *p*-type silicon with impurity concentrations up to $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, the relaxation rate ν of the magnetic moment of the μAl -acceptor depends on temperature as $\nu \sim T^q$, $q \approx 3$ at $T = (5-30) \text{ К}$. For the samples of degenerate silicon the absolute values of the relaxation rate increase and its temperature dependence becomes weaker in the same temperature range.

On the basis of the experimental data it is concluded that for a degenerate silicon at $T \leq 30 \text{ К}$ the relaxation of the acceptor center magnetic moment is determined by the spin-exchange scattering of free charge carriers on the acceptor. The estimates for the effective cross-sections of spin-exchange scattering of holes and electrons on the Al-acceptor in Si are obtained.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 13.06.2001

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,23

Тираж 310. Заказ 52707. Цена 1 р. 48 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области